

SÉRIE A N° 1395

N° D'ORDRE : 2260

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

GEORGES BEAUVAIS

I^{re} THÈSE

Recherches expérimentales sur la réflexion totale des ondes hertziennes
Étude d'un radiomètre approprié à ces ondes

2^e THÈSE

Propositions données par la faculté

soutenuës le 7 AVR 1933 1933 devant la Commission d'examen

MM. A. COTTON, *Président*

E. DARMOIS	} <i>Examineurs</i>
P. JOB	
C. GUTTON	

ÉTIENNE CHIRON, ÉDITEUR

40, RUE DE SEINE, PARIS

1933

SÉRIE A N° 1395

N° D'ORDRE : 2260

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

GEORGES BEAUVAIS

1^{re} THÈSE

Recherches expérimentales sur la réflexion totale des ondes hertziennes
Étude d'un radiomètre approprié à ces ondes

2^e THÈSE

Propositions données par la faculté

soutenues le

1933 devant la Commission d'examen

MM. A. COTTON, *Président*

E. DARMOIS	}	<i>Examineurs</i>
P. JOB		
C. GUTTON		

ÉTIENNE CHIRON, ÉDITEUR

40, RUE DE SEINE, PARIS

1933

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen C. MAURAIN, Professeur, Physique du globe.
Doyen honoraire . . . M. MOLLIARD.

Professeurs honoraires

H. LE CHATELIER.
H. LEBESGUE.
A. FERNBACH.
A. LEDUC.
Émile PICARD.
Remy PERRIER.
Léon BRILLOUIN.
A. DEREIMS.

Professeurs

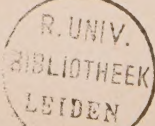
E. GOURSAT Analyse supérieure et algèbre supérieure.
P. JANET Electrotechnique générale.
F. WALLERANT Minéralogie.
P. PAINLEVÉ Mécanique analytique et mécanique céleste.
M. CAULLERY Zoologie (Evolution des êtres organisés).
Émile BOREL Calcul des probabilités et Physique mathématique.
H. ABRAHAM Physique.
M. MOLLIARD Physiologie végétale.
E. CARTAN Géométrie supérieure.
Gabriel BERTRAND Chimie biologique.
Jean PERRIN Chimie physique.
L. LAPICQUE Physiologie générale.
M^{me} P. CURIE Physique générale et radioactivité.
G. URBAIN Chimie générale.
L. MARCHIS Aviation.
E. VESSIOT Théorie des fonctions et théorie des transformations.
A. COTTON Physique générale.
J. DRACH Application de l'analyse à la géométrie.
Charles FABRY Physique.
R. LESPIEAU Théories chimiques.
P. PORTIER Physiologie comparée.
Charles PÉREZ Zoologie.
É. BLAISE Chimie organique.
P.-A. DANGEARD Botanique.
Léon BERTRAND Géologie structurale et géologie appliquée.
E. RABAUD Biologie expérimentale.
G. JULIA Calcul différentiel et calcul intégral.
Paul MONTEL Mécanique rationnelle.
V. AUGER Chimie appliquée.
P. WINTREBERT Anatomie et histologie comparées.
O. DUBOSCQ Biologie maritime.
Eugène BLOCH Physique théorique et physique céleste.
L. LUTAUD Géographie physique et géologie dynamique.
Henri VILLAT Mécanique des fluides et applications.
Ch. JACOB Géologie.
P. PASCAL Chimie minérale.
E. ESCLANGON Astronomie.
H. BÉNARD Mécanique expérimentale des fluides.
C. MAUGUIN Minéralogie.
L. BLARINGHEM Botanique.
A. GUILLIERMOND Botanique (P. C. N.).
A. DENJOY Mathématiques générales.
A. DUFOUR Physique (P. C. N.).
H. BÉGHIN Mécanique physique et expérimentale.
DE BROGLIE Théories physiques.

E. PÉCHARD Chimie (Enseig. P. C. N.)
A. CUILLET Physique.
M. GUICHARD Chimie minérale.
A. MICHEL-LÉVY Pétrographie.
H. MOUTON Chimie physique.
L. DUNOYER Optique appliquée.
M. JAVILLIER Chimie biologique.
ROBERT-LÉVY Zoologie.
A. DEBIERNE Radioactivité.
E. DARMOIS Physique.
G. BRUHAT Physique.
F. PICARD Zoologie (Évolution des êtres organisés).
L. JOLEAUD Paléontologie.
M. FRÉCHET Calcul des Probabilités et Physiques mathématiques.
M^{me} RAMART-LUCAS Chimie organique.

FOCH Mécanique expérimentale des fluides.
PAUTHENIER Physique (P. C. N.).
VILLEY Mécanique physique et expérimentale.
LABROUSTE Physique du Globe.
FREUNDLER Chimie (P. C. N.).
PRENANT Zoologie.
P. JOB Chimie générale.
CHRÉTIEN Optique appliquée.
BOHN Zoologie (P. C. N.).
COMBES Sciences naturelles (P. C. N.).
GARNIER Mécanique rationnelle.
PÉRÉS Mécanique des fluides.
LAUGIER Physiologie générale.
TOUSSAINT Technique aéronautique.
HACKSPILL Chimie (P. C. N.).

Secrétaire A. PACAUD.

Secrétaire honoraire D. TOMBECK.



PREMIÈRE THESE

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES
SUR LA RÉFLEXION TOTALE
DES ONDES HERTZIENNES

ÉTUDE D'UN RADIOMÈTRE
APPROPRIÉ A CES ONDES

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION.....	1
THÉORIE DE LA RÉFLEXION TOTALE.....	9
DESCRIPTION DES APPAREILS.....	20
RÉCEPTEURS.....	20
RADIOMÈTRES POUR ONDES HERTZIENNES.....	22
Force mise en jeu dans le radiomètre.....	24
Conditions de sensibilité du radiomètre.....	27
Détails sur la construction du radiomètre.....	30
Remarques sur l'utilisation du radiomètre.....	33
Radiomètre horizontal.....	33
Radiomètre pour ondes plus longues que vingt centimètres.....	35
ÉMETTEUR ET FAISCEAU DE RAYONS DE FORCE ÉLECTRIQUE UTILISÉS.....	36
PRISME A RÉFLEXION TOTALE.....	38
MESURE DE L'INDICE DU PRISME.....	39
ÉTUDE DE L'ONDE ÉVANESCENTE. LE VECTEUR ÉLECTRIQUE ÉTANT PERPENDICULAIRE AU PLAN D'INCIDENCE.....	43
ÉTUDE DE L'ONDE ÉVANESCENTE DANS LE CAS DE L'INCIDENCE 45°	48
ONDES ÉVANESCENTES POUR UNE INCIDENCE SUPÉRIEURE A 45°	51
VITESSE DE GLISSEMENT DE L'ONDE ÉVANESCENTE.....	53
ÉTUDE DE L'ONDE ÉVANESCENTE LE VECTEUR ÉLECTRIQUE ÉTANT PARALLÈLE AU PLAN D'INCIDENCE.....	56
EMPLOI D'UNE LAMPE RÉCEPTRICE ET DU TÉLÉPHONE.....	61
RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS.....	63

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LA RÉFLEXION TOTALE DES ONDES HERTZIENNES

Étude d'un radiomètre approprié à ces ondes

INTRODUCTION

Il a été reconnu expérimentalement par Newton¹ que lors de la réflexion totale de la lumière, il y avait pénétration dans le milieu le moins réfringent : Newton applique contre la face hypoténuse d'un prisme à réflexion totale, un autre prisme dont la face hypoténuse est une sphère de grand rayon de façon que le contact n'ait

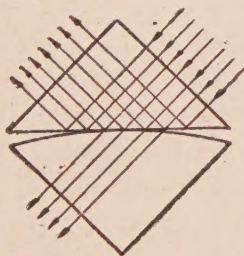


Fig. 1.

lieu que par une très petite surface (*fig. 1*). Lorsque de la lumière est réfléchié totalement sur la face hypoténuse du prisme, on observe, en regardant à travers l'ensemble des deux prismes, une tache lumineuse. Sa surface est plus grande que celle qui correspond au contact. On doit en conclure que la réflexion n'est

1. Newton, *Traité d'optique*, t. 2. Observ. 1, 4 et 7, t. 3, Quest. 29.

totale qu'autant que la lame d'air comprise entre les deux prismes a une épaisseur suffisante. L'examen des anneaux d'interférence produits par la lame mince d'air conduisit Newton à indiquer que cette épaisseur est d'environ le cinquième de celle qui correspond au premier anneau par réflexion sous l'incidence normale.

Fresnel¹ a repris l'expérience de Newton et a trouvé une épaisseur plus grande, supérieure à une longueur d'onde. Fresnel explique, par la pénétration de la lumière dans le milieu le moins réfringent, le désaccord entre les phases composantes principales de l'onde réfléchie. Il provient, dit-il, de ce que « les deux faisceaux n'ont pas été réfléchis en quelque sorte à la même profondeur ».

Quincke² a montré que le diamètre de la tache lumineuse, observée par Newton, croît avec la longueur d'onde de la lumière incidente. Il indique qu'au voisinage de l'angle limite l'épaisseur de la pénétration de la lumière est de 3 ou 4 longueurs d'onde, mais que cette épaisseur diminue d'abord rapidement, puis plus lentement, lorsque l'on fait croître l'angle d'incidence. La direction de la polarisation de la lumière a aussi une influence : pour un angle d'incidence peu supérieur à l'angle limite, la tache lumineuse est plus petite si la lumière incidente est polarisée dans le plan d'incidence (vecteur électrique perpendiculaire à ce plan) que si elle est polarisée perpendiculairement à ce plan ; tandis que pour des angles d'incidence très grands c'est le contraire qui a lieu. Ce résultat est conforme à la théorie, comme nous le verrons au chapitre suivant.

Pour mettre en évidence la pénétration de la lumière dans le second milieu, il a été proposé par Fröhlich³ d'observer au microscope des particules de charbon déposées sur la face hypoténuse d'un prisme à réflexion totale afin de voir si ces particules paraissaient éclairées. On peut objecter qu'étant en contact avec la face même du prisme, elles peuvent paraître lumineuses sans que la lumière pénètre au delà de la face dans les régions parfaitement polies.

MM. Cotton et Mouton⁴ ont fait l'expérience sous une forme probante : dans un liquide recouvrant la face du prisme, ils obser-

1. Fresnel, *Œuvres*, t. 2, p. 179.

2. Quincke, *Pogg. Ann.*, Bd. 127, p. 1, 1866.

3. Fröhlich, *Ann. d. Phys.*, Bd. 63, p. 900, 1920.

4. Cotton et Mouton, *Ultra-microscopes*, p. 45.

vent à l'ultramicroscope des grains colloïdaux. Ceux-ci sont éclairés et l'on est certain qu'ils ne touchent pas la face car ils sont animés du mouvement brownien.

D'autres expérimentateurs, Selenyl¹ et Rostagagni² entre autres, ont proposé de mettre un liquide fluorescent d'indice plus petit que celui du prisme sur la face hypoténuse de celui-ci et d'examiner la fluorescence produite par la pénétration de la lumière de l'autre côté de cette face. L'expérience réussit parfaitement, mais on peut lui objecter que la fluorescence empruntant trop d'énergie à la lumière qui franchit la surface de séparation, trouble la réflexion totale.

Ces expériences sont à rapprocher de celle de Hall qui recouvrait la surface du prisme d'une couche de gélatine photographique sensible, et qui la développait après avoir fait tomber de la lumière sur la face du prisme de façon que la réflexion soit totale : la gélatine était impressionnée jusqu'à une profondeur de quelques millièmes de millimètre.

Dans la théorie de la réflexion totale, Fresnel a étudié les vibrations réfléchies, montré que le facteur de réflexion était égal à l'unité et que la réflexion totale introduisait une différence de phase entre les composantes principales de la vibration, mais il n'a pas étendu son procédé d'interprétation de la solution imaginaire à l'onde réfractée. Cette recherche théorique de la pénétration de la lumière dans le second milieu par les procédés de Fresnel a été faite par Voigt³, et par Eichenwald⁴; le travail de ce dernier écrit en russe a été traduit en allemand et complété par Schaefer et Gross⁵.

Ces théories font prévoir une pénétration de la lumière dans le second milieu.

La constitution des ondes qui pénètrent au delà de la surface de séparation et que l'on appelle ondes évanescentes, est analogue à celles des ondes qui se propagent dans les milieux absorbants et que Ketteler⁶ et Voigt⁷ appellent ondes inhomogènes.

1. Selenyl, C. R., 157, p. 1408, 1913.

2. Rostagagni, *Nuovo Cimento*, IV, p. 185, 1899.

3. Voigt, *Compendium d. Theor. Physik.*, Bd. 2, s. 642, 1896, Leipzig, Veit et Comp.

4. Eichenwald, *Journ. d. Russ. Phys. Chem. Ges.*, Band 41, Phys. Teil, s. 131, 1909.

5. Schaefer et Gross, *Ann. Phys.*, Bd 32, s. 648, 1910.

6. Ketteler, *Ann. Wied.*, Bd. 3. s. 83, 1878, set. Bd. 22, s. 204, 1884.

7. Voigt, *Ann. Wied.*, Bd. 23, s. 112, 1884.

Ces ondes évanescentes glissent le long de la surface de séparation des deux milieux avec une vitesse inférieure à la vitesse de la lumière et qui dépend de l'angle d'incidence; leur intensité décroît suivant une fonction exponentielle de la distance à la surface; la décroissance est d'autant plus rapide que l'incidence est plus grande.

Voigt indique que de l'énergie circule dans le second milieu suivant un double processus comprenant, dit-il, « un courant d'énergie dans le plan d'incidence le long de la surface de séparation, et une oscillation périodique d'énergie de part et d'autre de cette surface. »

Si la surface réfringente était indéfinie et le faisceau incident infiniment large, ce glissement d'énergie le long de la face n'empêcherait pas la réflexion d'être totale, mais le faisceau et la face du prisme étant toujours limités, il est possible que de l'énergie qui glisse le long de la face ne rentre pas intégralement dans le milieu le plus réfringent et qu'on ne puisse pas obtenir une réflexion totale au sens strictement mathématique de ce mot.

Des études théoriques sur la quantité de lumière définitivement rayonnée dans le milieu le moins réfringent et enlevée de ce fait au faisceau réfléchi ont été faites par Voigt qui indique que de l'énergie est empruntée à l'onde incidente au bord antérieur du faisceau où les ondes commencent à rencontrer la surface de séparation; au bord postérieur l'énergie n'est pas rendue au premier milieu, parce qu'à partir de cet endroit il n'y a plus rien dans le premier milieu pour régulariser le mouvement pulsatoire de l'énergie à travers la surface de séparation.

Voigt indique que l'emprunt d'énergie fait ainsi à l'onde incidente, n'est qu'une très minime partie de l'énergie totale.

Schuster¹ à la suite d'études sur les effets de la diffraction due à la limitation du faisceau incident indique comment varie le rapport de cette énergie à l'énergie totale en fonction de la largeur du faisceau. Il trouve lui aussi que ce rapport est toujours très petit.

Afin d'observer expérimentalement le glissement des ondes évanescentes le long de la face d'un prisme à réflexion totale, Voigt²

1. Schuster, *Proced. Royal Soc.*, Vol. 107, p. 15, 1925.

2. Voigt, *Wied. Ann.* Bd. LXVII, s, 185, 1899.

fait l'expérience suivante : il envoie un faisceau de rayons lumineux sur un prisme ayant pour base le quadrilatère représenté par la figure 2. La réflexion est totale sur les faces ab et ac , l'arête a peut être considérée comme un cylindre de petit rayon pour tous les points duquel la réflexion est totale. L'expérience montre que cette arête paraît lumineuse. Voigt l'explique par le glissement de l'onde évanesccente le long de la face ca jusqu'à l'arête a où elle produit un ébranlement qui se diffracte. Wood¹ a essayé de

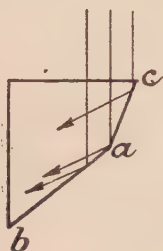


Fig. 2.

reproduire cette expérience, mais il n'est pas arrivé à mettre le phénomène en évidence d'une façon certaine; l'effet observé peut être dû, selon lui, à ce que l'arête a n'est pas constituée par un cylindre parfaitement poli.

Toutes les difficultés d'étude de la pénétration de la lumière au delà d'une surface qui la réfléchit totalement, proviennent de l'affaiblissement très rapide de l'intensité de la lumière à partir de cette surface et du peu d'épaisseur de la région dans laquelle se propagent les ondes évanesccentes : il est impossible d'y mettre un appareil de mesure.

Mais si on expérimente sur des ondes électromagnétiques beaucoup plus longues (les ondes hertziennes de quelques décimètres de longueur) le domaine où l'onde évanesccente est observable, dont l'épaisseur est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, devient assez grand pour que les expériences soient plus faciles et plus variées.

1. Wood, *Optique physique*, ch. xiii.

On peut diviser ces expériences en deux classes : les plus anciennes dérivent de l'expérience de Newton. Les expérimentateurs ont créé une lame d'air d'épaisseur variable entre deux surfaces planes limitant deux milieux diélectriques, et ont cherché comment cette lame d'air était traversée par des ondes frappant la première lame sous une incidence plus grande que l'angle limite.

La deuxième classe comprend une expérience de Schaefer et Gross¹ et celles qui font l'objet du présent travail : un appareil de mesure est placé directement dans la région où se propagent les ondes.

Bose² utilisait deux demi-cylindres de diélectrique dont les faces planes étaient séparées par une lame d'air dont il faisait varier l'épaisseur. Il utilisait des ondes amorties de deux centimètres de longueur. Les épaisseurs de la lame d'air nécessaires pour laisser subsister la réflexion totale étaient d'autant plus petites que l'angle d'incidence était plus grand ; ces épaisseurs étaient de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde.

Bose s'est servi aussi de deux prismes isocèles rectangles dont les faces hypoténuses étaient placées l'une en face de l'autre à une distance qu'il faisait varier. Il faisait tomber sur un de ces prismes, normalement à la face d'entrée, des ondes de longueurs différentes, et il mesurait l'épaisseur de la lame d'air qui laisse subsister la réflexion totale : il trouva que ces épaisseurs sont proportionnelles à la longueur d'onde.

Schaefer et Groos³ ont repris et complété les expériences de Bose : des ondes amorties de 15 centimètres de longueur produites par un excitateur E (*fig. 3*) sont envoyées sur la face d'entrée d'un prisme en paraffine P. Elles se réfléchissent totalement sur sa face hypoténuse et sont reçues au foyer d'un miroir M' sur une pile thermoelectrique R. Un deuxième prisme, identique, est placé vis-à-vis du premier comme l'indique la figure. En approchant, au moyen d'une vis, ces deux prismes l'un de l'autre, la réception en R disparaît, tandis qu'elle apparaît sur un deuxième récepteur R₁, identique à R, placé au foyer d'un miroir M'₁, dont l'axe coïncide avec

1. Schaefer et Gross, *Ann. Phys.*, Bd. 32, s. 671, 1910.

2. Bose, *Proced. Roy. Soc.* LXII, p. 300, 1892.

3. Schaefer et Gross, *Ann. Phys.*, Bd. 32, s. 665, 1910.

celui du miroir émetteur. Cette apparition de la réception se produit avant que les prismes soient en contact et aussitôt que le prisme P' entre dans la région où l'onde évanescente a une intensité appréciable. L'épaisseur de la lame d'air est alors de l'ordre de la longueur d'onde.

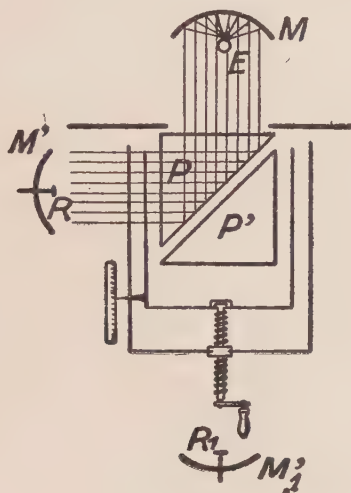


Fig. 3.

Schaefer et Groos ont tracé les courbes donnant les valeurs des énergies transmises et réfléchies en fonction de la distance des deux prismes : la somme de ces énergies reste constante.

Ils ont de plus établi des comparaisons entre les quantités d'énergie transmise à travers une lame d'air d'épaisseur donnée lorsque le champ électrique de l'onde incidente, restant constant en grandeur, tourne pour passer de la position où il est perpendiculaire au plan d'incidence à celle où il est dans ce plan. Ils trouvèrent, conformément à la théorie, que pour des angles d'incidence voisins de l'angle limite, l'intensité transmise est plus petite dans le premier cas que dans le second, tandis qu'elle devient plus grande pour des angles d'incidence beaucoup plus grands que l'angle limite.

Pour en terminer avec les expériences dérivant de celle de Newton, signalons enfin que Pierret¹ a fait ces dernières années

1. Pierret, *Bulletin de la Société Française de Physique*, février 1929, n. 272, p. 31 s.

une expérience analogue aux précédentes, mais avec des ondes entretenues de 15 à 20 centimètres produites par l'oscillateur qu'il a imaginé¹.

L'étude directe de l'onde évanescence n'a été faite qu'en ondes hertziennes amorties par Schaefer et Gross au cours des expériences que nous avons rappelées plus haut : ils ont placé derrière la face du prisme P, dans l'onde évanescence, un thermoélément et ont tracé, pour une seule valeur de l'incidence, la courbe des indications de ce thermoélément en fonction de la distance au prisme. Ils ont vérifié que la décroissance de l'amplitude de l'onde évanescence suivait bien la loi exponentielle théorique.

Nous nous sommes proposé au cours du présent travail de faire une étude de l'onde évanescence en utilisant des ondes hertziennes entretenues et en plaçant derrière la face hypoténuse du prisme à réflexion totale un appareil de mesure, qui, par sa présence, trouble le moins possible le champ électromagnétique. Nous avons eu recours à un appareil radiométrique, qui a, sur le thermoélément, l'avantage de ne pas nécessiter de fils de liaison à un galvanomètre.

Nous avons déterminé la loi de décroissance du champ à partir de la face hypoténuse du prisme sur laquelle le faisceau est réfléchi totalement, et la vitesse de glissement de l'onde évanescence le long de cette face.

Nous rappellerons d'abord comment, en appliquant le procédé de calcul de Fresnel, aux formules relatives à l'onde réfractée, dans le cas d'une incidence supérieure à l'angle limite, Voigt a pu trouver théoriquement la nature de l'onde évanescence dans le cas de la lumière incidente polarisée dans les deux azimuts principaux.

1. Pierret, Comptes Rendus, 186, 1928, p. 1601.

THÉORIE DE LA RÉFLEXION TOTALE

Des ondes électromagnétiques planes se propagent dans un milieu réfringent, de la paraffine par exemple, et arrivent sous l'incidence i à la surface de séparation de la paraffine et de l'air.

Nous nous proposons de déterminer les grandeurs des champs électrique et magnétique des ondes réfléchies et réfractées et de voir ce qu'elles deviennent lorsque l'angle d'incidence est devenu plus grand que l'angle limite.

Nous prendrons (*fig. 4*) comme plan des xy la surface de séparation des deux milieux, comme axe des x l'intersection de ce plan

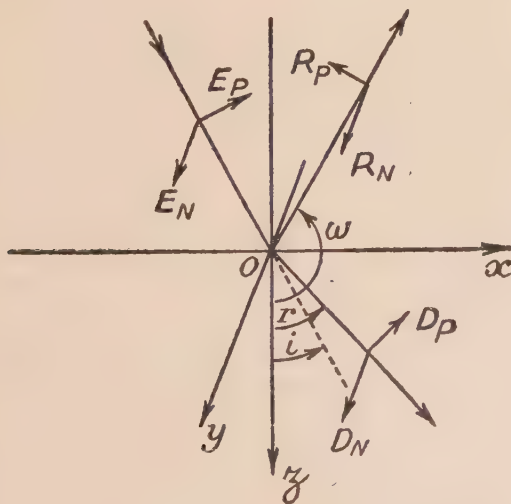


Fig. 4.

avec le plan d'incidence et comme axe des z la normale au plan de séparation des deux milieux, le sens positif de cet axe étant celui qui est dirigé de la paraffine vers l'air.

Décomposons le champ électrique de l'onde incidente en deux composantes : l'une E_n , normale au plan d'incidence, l'autre E_p dans le plan d'incidence.

Les composantes du champ électrique suivant les trois axes sont :

$$\begin{aligned} A_x &= E_p \cos i \\ A_y &= E_n \\ A_z &= - E_p \sin i \end{aligned}$$

Les composantes du champ électrique sont donc à chaque instant pour l'onde incidente :

$$(1) \quad \begin{cases} X_i = E_p \cos i e^{j \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin i + z \cos i}{V_p} \right)} \\ Y_i = E_n e^{j \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin i + z \cos i}{V_p} \right)} \\ Z_i = - E_p \sin i e^{j \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin i + z \cos i}{V_p} \right)} \end{cases}$$

si nous écrivons les fonctions circulaires sous forme imaginaire et si nous désignons par T la période d'oscillation et par V_p la vitesse de l'onde dans la paraffine d'indice n .

— Si $\alpha_i \beta_i \gamma_i$ sont les valeurs des composantes du champ magnétique de l'onde incidente, on a, d'après les équations de Maxwell, en appelant V la vitesse de la lumière dans le vide :

$$\frac{1}{V} \frac{\partial x_i}{\partial t} = \frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z_i}{\partial z} = - E_n j \frac{2\pi \cos i}{T V_p} e^{j \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin i + z \cos i}{V_p} \right)}$$

d'où en intégrant :

$$\frac{\alpha_i}{V} = - E_n \frac{\cos i}{V_p} e^{j \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin i + z \cos i}{V_p} \right)}$$

et comme $\frac{V}{V_p} = n$, il vient en calculant de même les autres composantes :

$$(2) \quad \begin{cases} \alpha_i = - E_n n \cos i e^{j \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin i + z \cos i}{V_p} \right)} \\ \beta_i = E_p n e^{j \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin i + z \cos i}{V_p} \right)} \\ \gamma_i = E_n n \sin i e^{j \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin i + z \cos i}{V_p} \right)} \end{cases}$$

L'onde incidente se réfléchit et se réfracte à la surface de séparation des deux milieux.

Appelons, pour l'onde réfléchie R_p et R_n les composantes du champ électrique parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence, ω l'angle de réflexion tel qu'il est indiqué sur la figure; on aura, pour valeurs des composantes X_r , Y_r , Z_r du champ électrique et α_r , β_r , γ_r du champ magnétique, en supposant, comme l'expérience le vérifie pour des angles inférieurs à l'angle limite, que la réflexion n'introduit pas de brusques variations de phase

$$(3) \quad \begin{cases} X_r = R_p \cos \omega e^{j \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin \omega + z \cos \omega}{V_p} \right)} \\ Y_r = R_n e^{j \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin \omega + z \cos \omega}{V_p} \right)} \\ Z_r = - R_p \sin \omega e^{j \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin \omega + z \cos \omega}{V_p} \right)} \end{cases}$$

$$(4) \quad \begin{cases} \alpha_r = - R_n n \cos \omega e^{j \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin \omega + z \cos \omega}{V_p} \right)} \\ \beta_r = R_p n e^{j \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin \omega + z \cos \omega}{V_p} \right)} \\ \gamma_r = R_n n \sin \omega e^{j \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin \omega + z \cos \omega}{V_p} \right)} \end{cases}$$

Appelons de même pour l'onde réfractée X_2, Y_2, Z_2 les composantes du champ électrique et $\alpha_2, \beta_2, \gamma_2$ les composantes du champ magnétique, r l'angle de refraction et D_p et D_n les composantes de l'amplitude du champ électrique parallèlement et perpendiculairement au plan d'incidence. On a comme précédemment :

$$(5) \quad \begin{cases} X_2 = D_p \cos r e^{j \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin r + z \cos r}{V} \right)} \\ Y_2 = D_n e^{j \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin r + z \cos r}{V} \right)} \\ Z_2 = - D_p \sin r e^{j \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin r + z \cos r}{V} \right)} \end{cases}$$

$$(6) \quad \begin{cases} \alpha_2 = - D_n \cos r e^{j \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin r + z \cos r}{V} \right)} \\ \beta_2 = D_p e^{j \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin r + z \cos r}{V} \right)} \\ \gamma_2 = D_n \sin r e^{j \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin r + z \cos r}{V} \right)} \end{cases}$$

Pour avoir les relations qui donnent toutes les inconnues R_p , R_n , D_p , D_n , ω , r , en fonction des quantités connues E_p , E_n , i et n , il faut écrire les équations de passage de la paraffine à l'air.

Dans la paraffine les champs électrique et magnétique sont la somme des champs incidents et réfléchis. Soit X_i , Y_i , Z_i , α_i , β_i , γ_i les valeurs des composantes du champ total, on a évidemment

$$\begin{aligned} X_i &= X_i + X_r & \alpha_i &= \alpha_i + \alpha_r \\ Y_i &= Y_i + Y_r & \beta_i &= \beta_i + \beta_r \\ Z_i &= Z_i + Z_r & \gamma_i &= \gamma_i + \gamma_r \end{aligned}$$

Les conditions de passage sont les suivantes

$$\begin{aligned} X_1 &= X_2 & Y_1 &= Y_2 & n^2 Z_1 &= Z_2 \\ \alpha_1 &= \alpha_2 & \beta_1 &= \beta_2 & \gamma_1 &= \gamma_2 \end{aligned}$$

elles doivent avoir lieu pour tous les points du plan des xy qui est le plan de passage, il faut donc faire dans les équations $z = 0$. D'autre part sur le plan de passage les conditions doivent être remplies quelle que soit la valeur du temps, les arguments des lignes trigonométriques doivent donc être égaux

$$\frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin i}{V_p} \right) = \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin \omega}{V_p} \right) = \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin r}{V} \right)$$

$$\begin{aligned} \text{il s'ensuit } \sin \omega &= \sin i & \frac{\sin i}{V_p} &= \frac{\sin r}{V} \\ \omega &= \pi - i & \sin r &= n \sin i \end{aligned}$$

expressions qui traduisent les lois de Descartes.

Les équations qui donnent les amplitudes sont

$$\begin{aligned} E_p \cos i + R_p \cos \omega &= D_p \cos r & n (E_n \cos i + R_n \cos \omega) &= D_n \cos r \\ E_n + R_n &= D_n & n E_p + n R_p &= D_p \\ n^2 (E_p \sin i + R_p \sin \omega) &= D_p \sin r & n E_n \sin i + n R_n \sin \omega &= D_n \sin r \end{aligned}$$

Elles se réduisent à quatre

$$(7) \quad \begin{cases} (E_p - R_p) \cos i = D_p \cos r & E_n + R_n = D_n \\ (E_n - R_n) n \cos i = D_n \cos r & n (E_p + R_p) = D_p \end{cases}$$

De ces équations on tire les amplitudes réfléchies et réfractées données par Fresnel,

$$(8) \quad \left\{ \begin{array}{l} R_n = E_n \frac{n \cos i - \cos r}{n \cos i + \cos r} = - E_n \frac{\sin (i - r)}{\sin (i + r)} \\ R_p = E_p \frac{\cos i + n \cos r}{\cos i - n \cos r} = E_p \frac{\operatorname{tg} (i - r)}{\operatorname{tg} (i + r)} \\ D_n = E_n \frac{2n \cos i}{n \cos i + \cos r} = E_n \frac{2 \sin r \cos i}{\sin (i + r)} \\ D_p = E_p \frac{2n \cos i}{n \cos r + \cos i} = E_p \frac{2 \sin r \cos i}{(\sin (i + r) \cos i - r)} \end{array} \right.$$

Nous n'avons pas ici, supposé, comme il a été fait depuis Fresnel par Cauchy et Drude, une couche de passage dans laquelle les propriétés du milieu passent d'une façon continue de celles du premier à celles du second. Ces couches de passage peuvent en effet, en optique, avoir une épaisseur non négligeable devant la longueur d'onde, mais s'ils s'agit, comme c'est le cas de notre étude expérimentale, d'ondes hertziennes de 15 à 20 centimètres de longueur, l'épaisseur de la couche de passage devient nécessairement tellement faible vis-à-vis de la longueur d'onde qu'il est possible de la négliger.

Les formules précédentes sont utilisables sans difficulté et ont été vérifiées par un grand nombre de mesures, lorsque l'angle d'incidence est inférieur à l'angle limite. Pour des angles supérieurs à cet angle, elles deviennent imaginaires : on est dans le cas de la réflexion totale. Fresnel les a interprétées dans le cas des ondes réfléchies. Il dit à ce sujet¹ : « Cependant en vertu de la loi générale de continuité, si elles (les valeurs de R_p et de R_n) étaient une expression exacte de la réflexion jusqu'à la limite dont nous venons de parler (l'angle limite), elles doivent l'être encore après, mais l'embarras est de les interpréter et de deviner ce que l'analyse annonce dans les expressions imaginaires. » Fresnel montre que les expressions trouvées deviennent imaginaires, parce qu'une des conditions supposées, celle de la conservation de la phase n'est plus satisfaite. Dans l'expression exponentielle de la vibration, l'interprétation de l'imaginaire conduit à l'introduction d'un changement de phase.

En interprétant, pour des angles supérieurs à l'angle limite, les expressions imaginaires du faisceau réfracté, Voigt et Eichen-

1. Fresnel, *Œuvres*, t. I, p. 781.

wald ont trouvé une onde réfractée qui s'affaiblit très vite à partir de la surface de séparation des deux milieux et ne conserve une intensité appréciable que dans une couche très mince.

Avec la représentation imaginaire des fonctions sinusoidales, on obtient, pour les expressions relatives aux rayons pénétrant dans le deuxième milieu, des résultats analogues à ceux que l'on obtient pour les rayons réfléchis : Les modules imaginaires introduisent des différences de phase, tandis que les arguments, devenant en partie réels, donnent des modules présentant des décroissances exponentielles.

Entrons dans le détail du calcul :

Remplaçons dans les équations 5, 6 et 8, $\sin r$ par $n \sin i$ et $\cos r$ par $-j \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}$

Les champs électrique et magnétique de l'onde réfractée sont, dans le cas des incidences supérieures à l'angle limite, proportionnels à la partie réelle de l'expression complexe

$$e^{j \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x \sin r + \cos r}{V} \right)}$$

après qu'on y a remplacé $\sin r$ et $\cos r$ par leurs valeurs.

En posant $\lambda = VT$, cette expression devient :

$$e^{-\frac{2\pi}{\lambda} z \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}} e^{j \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{nx \sin i}{V} \right)}.$$

Un facteur exponentiel s'introduit dans le module, et indique la décroissance exponentielle de celui-ci en fonction de z , on obtient donc une onde pénétrant dans le second milieu en s'y amortissant très vite.

Le deuxième facteur montre que l'onde glisse suivant l'axe des x avec la vitesse

$$\frac{V}{n \sin i}$$

En remplaçant dans les équations 8, $\cos r$ par sa valeur imaginaire et en prenant seulement la partie réelle du résultat obtenu, on aura la valeur des amplitudes D_n et D_p , tandis que la partie imaginaire donnera la variation de phase :

$$D_n = \frac{2 E_n n \cos i}{n \cos i - j \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}}$$

$$D_p = \frac{2 E_p n \cos i}{\cos i - j n \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}}$$

Équations que l'on peut écrire

$$(9) \quad \left\{ \begin{array}{l} D_n = \frac{2 E_n n \cos i}{\sqrt{n^2 - 1}} e^{j\varphi} \\ \quad \text{en posant } \operatorname{tg} \varphi = \frac{\sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}}{n \cos i} \\ D_p = \frac{2 E_p n \cos i}{\sqrt{(n^2 - 1)(n^2 \sin^2 i - \cos^2 i)}} e^{j\psi} \\ \quad \text{en posant } \operatorname{tg} \psi = \frac{n \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}}{\cos i} \end{array} \right.$$

Dans ces équations, si l'on fait $E_p = E_n$ le rapport R des modules, $R = \left| \frac{D_n}{D_p} \right|$ a pour valeur $\sqrt{n^2 \sin^2 i - \cos^2 i}$

Ce qui donne pour l'angle limite $R = \frac{1}{n}$, tandis que pour $i = \frac{\pi}{2}$ $R = n$, les deux modules sont égaux pour un certain angle i_m tel que $\sin^2 i_m = \frac{2}{n^2 + 1}$. C'est d'ailleurs à cet angle i_m que correspond la plus grande différence de phase entre les composantes principales du faisceau réfléchi totalement.

Il résulte de là que si l'on étudie la transmission des ondes à travers la lame d'air qui sépare les deux prismes comme dans l'expérience de Newton ou de Schaefer et Gross, la pénétration, pour une lame d'air d'épaisseur donnée, paraîtra plus petite lorsque le vecteur électrique est perpendiculaire au plan de l'onde, que lorsqu'il est dans ce plan, à condition que l'angle d'incidence soit voisin de l'angle limite. Cette pénétration paraîtra au contraire plus grande pour la même polarisation, lorsque l'angle d'incidence est franchement plus grand que l'angle limite (plus grand que i_m).

Nous avons indiqué plus haut que c'était là le résultat expérimental auquel étaient arrivés Quincke pour la lumière et Schaefer et Gross pour les ondes hertziennes.

On peut remarquer aussi que pour l'angle limite $D_n = 2E_n$, $D_p = 2E_n$; il en résulte que derrière la face hypoténuse d'un

prisme à réflexion totale et très près de cette face, le champ électrique est plus grand qu'il ne serait à cet endroit si le prisme était supprimé.

Les composantes du champ électrique et du champ magnétique de l'onde évanescence sont obtenues en remplaçant dans les équations 5 et 6, D_n et D_p par leurs valeurs tirées des équations 9.

Les expressions obtenues contiennent encore $\cos r$ qu'il faut remplacer par sa valeur imaginaire $-j\sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}$. En remarquant que cette valeur imaginaire peut s'écrire :

$$\sqrt{n^2 \sin^2 i - 1} e^{-j \frac{\pi}{2}}$$

il vient, pour les composantes électriques :

$$X_2 = E_p \frac{2n \cos i \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}}{\sqrt{(n^2 - 1)(n^2 \sin^2 i - \cos^2 i)}} e^{-\frac{2\pi z}{\lambda} \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}} \times e^{j \left[\frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{n x \sin i}{V} \right) + \psi - \frac{\pi}{2} \right]}$$

$$Y_2 = E_n \frac{2n \cos i}{\sqrt{n^2 - 1}} e^{-\frac{2\pi z}{\lambda} \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}} \times e^{j \left[\frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{n x \sin i}{V} \right) + \varphi \right]}$$

$$Z_2 = -E_p \frac{2n^2 \cos i \sin i}{\sqrt{(n^2 - 1)(n^2 \sin^2 i - \cos^2 i)}} e^{-\frac{2\pi z}{\lambda} \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}} \times e^{j \left[\frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{n x \sin i}{V} \right) + \psi \right]}$$

Dans ces équations, on ne doit garder que les parties réelles, ce qui donne en définitive.

$$(10) \left\{ \begin{array}{l} X_2 = E_p \frac{2n \cos i \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}}{\sqrt{(n^2 - 1)(n^2 \sin^2 i - \cos^2 i)}} e^{-\frac{2\pi}{\lambda} z \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}} \times \sin \left[\frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{n x \sin i}{V} \right) + \psi \right] \\ Y_2 = E_n \frac{2n \cos i}{\sqrt{n^2 - 1}} e^{-\frac{2\pi}{\lambda} z \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}} \times \cos \left[\frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{n x \sin i}{V} \right) + \varphi \right] \\ Z_2 = -E_p \frac{2n^2 \cos i \sin i}{\sqrt{(n^2 - 1)(n^2 \sin^2 i - \cos^2 i)}} e^{-\frac{2\pi}{\lambda} z \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}} \times \cos \left[\frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{n x \sin i}{V} \right) + \psi \right] \end{array} \right.$$

En faisant le même calcul pour le champ magnétique, on trouve finalement :

$$(11) \quad \left\{ \begin{array}{l} \alpha_2 = -E_n \frac{2n \cos i \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}}{\sqrt{n^2 - 1}} e^{-\frac{2\pi}{\lambda} z \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}} \times \\ \qquad \qquad \qquad \sin \left[\frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{nx \sin i}{V} \right) + \varphi \right] \\ \beta_2 = E_p \frac{2n \cos i}{\sqrt{(n^2 - 1)(n^2 \sin^2 i - \cos^2 i)}} e^{-\frac{2\pi}{\lambda} z \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}} \times \\ \qquad \qquad \qquad \cos \left[\frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{nx \sin i}{V} \right) + \psi \right] \\ \gamma_2 = E_n \frac{2n^2 \sin i \cos i}{\sqrt{n^2 - 1}} e^{-\frac{2\pi}{\lambda} z \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}} \times \\ \qquad \qquad \qquad \cos \left[\frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{nx \sin i}{V} \right) + \varphi \right] \end{array} \right.$$

De ces égalités, on peut tirer les conclusions suivantes :

L'onde évanescence est une onde inhomogène analogue à celles qui se refractent dans les corps absorbants. Le plan d'égale phase de cette onde est perpendiculaire à l'axe de x tandis que le plan d'égale amplitude est perpendiculaire à l'axe des z .

Cette onde glisse dans le sens de l'axe des x avec une vitesse $\frac{V}{n \sin i}$ plus petite que celle de la lumière.

L'amplitude d'une des composantes quelconque, électrique ou magnétique de cette onde, décroît exponentiellement en fonction de la distance à la surface de séparation des deux milieux, conformément à une formule de la forme ;

$$A = A_0 e^{-\frac{2\pi}{\lambda} z \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}}$$

Pour nous rendre compte de la constitution de cette onde, examinons successivement ce qu'elle est lorsque l'onde incidente est polarisée dans l'un ou l'autre des azimuts principaux :

a. — Si l'onde incidente est polarisée de telle sorte que son vecteur électrique soit perpendiculaire au plan d'incidence ($E_p = 0$) le

vecteur électrique de l'onde évanescgente est réduit à sa composante Y_2 , tandis que le vecteur magnétique a deux composantes déphasées l'une par rapport à l'autre de $\frac{\pi}{2}$; la vibration magnétique a donc une composante longitudinale α_2 dirigée suivant le sens du glissement : c'est une onde inhomogène de première espèce.

L'extrémité du vecteur magnétique de cette onde décrit une

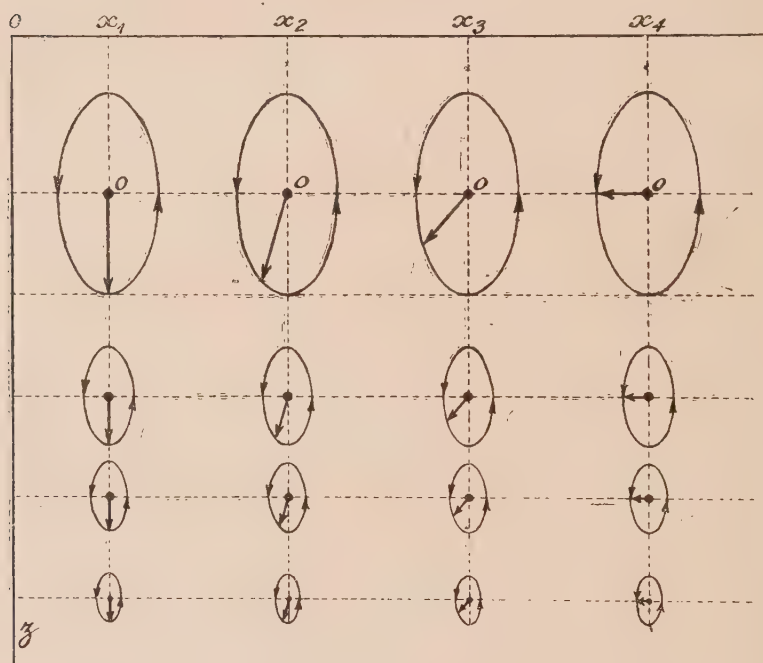


Fig. 5.

ellipse dont le plan est parallèle au plan d'incidence. La figure 5 représente au temps zéro, la position de ce vecteur magnétique correspondant à des points du plan d'incidence distants l'un de l'autre de $\frac{\lambda}{12}$ suivant l'axe des x , et qui sont à des distances du plan de la face hypoténuse du prisme en progression arithmétique (pour la clarté du dessin, on n'a pas figuré la deuxième ellipse). Lorsque le temps croît, l'extrémité du vecteur magnétique décrit les ellipses dans le sens des flèches.

Le rapport des axes des ellipses $\frac{|\alpha_2|}{|\gamma_2|} = \frac{\sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}}{n \sin i}$ est

toujours plus petit que l'unité, quel que soit l'angle d'incidence : l'ellipse réduite à un segment de droite à l'angle limite, s'arrondit peu à peu au fur et à mesure que l'angle d'incidence croît, mais n'atteint jamais la forme circulaire.

b — Si l'onde incidente est polarisée de telle sorte que le vecteur électrique soit dans le plan d'incidence ($E_n = 0$), le vecteur magnétique de l'onde évanescence est réduit à sa composante β_2 , tandis que le vecteur électrique a maintenant deux composantes déphasées l'une par rapport à l'autre de $\frac{\pi}{2}$, c'est une onde inhomogène de deuxième espèce.

L'extrémité du vecteur électrique décrit une ellipse, dont le plan est parallèle au plan d'incidence et dont le rapport des dimensions des grands axes est le même que dans le cas précédent.

DESCRIPTION DES APPAREILS

RÉCEPTEURS.

S'il est relativement facile de produire des ondes entretenues d'une vingtaine de centimètres de longueur d'onde, comme nous le verrons tout à l'heure, il est par contre beaucoup moins facile de les recevoir au moyen d'appareils qui permettent de mesurer la valeur du champ électrique de ces ondes sans le troubler beaucoup.

Un des appareils les plus simples pour arriver à ce résultat est un résonateur rectiligne accordé sur l'onde à recevoir et muni d'un appareil mesurant le courant qui le parcourt. Malheureusement ce courant est faible à cause du peu de puissance qu'il est actuellement possible de mettre en jeu sur ces longueurs d'onde : l'émetteur de Pierret ne rayonne que quelques dixièmes de watt, et ne fournit par suite à une distance de quelques mètres que des champs électriques de l'ordre du centième de volt par centimètre, qui ne créent, dans un résonateur accordé, qu'un courant maximum de l'ordre du milliampère.

En effet, en supposant une répartition sinusoïdale du courant électrique dans le résonateur placé parallèlement au vecteur électrique de l'onde, l'intensité du courant en un point d'abscisse x est de la forme

$$i = I \sin \frac{2 \pi x}{\lambda} \sin \frac{2 \pi t}{T}$$

Le résonateur étant accordé, sa longueur est $\frac{\lambda}{2}$ et le courant qui y circule est en phase avec la force électrique dont l'expression est

$$f = F \sin \frac{2 \pi t}{T}$$

Si on appelle r la résistance par unité de longueur on a :

$$\int_0^{\frac{\lambda}{2}} r i dx = \frac{\lambda}{2} F \sin \frac{2\pi t}{T}$$

équation d'où l'on tire $I = \frac{\pi F \lambda}{4 R}$

R est la résistance totale du résonateur, y compris la résistance de rayonnement.

On peut prendre cent ohms pour valeur de cette résistance, pour tenir compte du fait que la répartition du courant est intermédiaire entre la répartition uniforme du doublet et la répartition sinusoïdale que nous avons supposée pour ce calcul¹.

En supposant $F = \frac{1}{100}$ volt par mètre, l'équation précédente donne $I = 1,41 \cdot 10^{-3}$ ampère.

Pour mesurer ce courant alternatif, on peut se servir de l'échauffement d'une soudure thermoélectrique, intercalée au milieu du résonateur. On la réunit à un galvanomètre, dont la déviation est proportionnelle au carré de l'intensité du courant alternatif à mesurer.

Ce procédé, lors des études d'intensité du champ a , malheureusement, de grands inconvénients, provenant notamment de ce que les fils allant au galvanomètre troublent ce champ et recueillent eux aussi de l'énergie. On ne peut donc pas considérer les indications du galvanomètre comme dues uniquement au courant qui circulerait dans le résonateur s'il était seul.

Pour éviter ces inconvénients, nous avons cherché à supprimer tout appareil de mesure relié au résonateur. Dans ce but nous avons pensé tout d'abord à utiliser la force électromagnétique exercée par le champ magnétique de l'onde hertzienne sur le courant qui circule dans le résonateur.

M^{lle} Husson² a montré l'existence de cette force, véritable pression de radiation, qui est très faible : avec les ondes de 48 centimètres de longueur et un champ électrique de un centième de volt par centimètre, cette force est seulement de 10^{-8} dyne.

1. SONODA, *Comptes rendus*, vol. 191, p. 195, 1930, SONODA, *Onde électrique*, 1930, p. 511.

2. M^{lle} HUSSON, *Comptes rendus*, 191, 1930, p. 33.

L'appareil dont M^{lle} Husson se servait consiste (*fig. 6*) en un résonateur, accordé en demi-onde, formé par une mince bande d'aluminium battu de quelques millimètres de large, soutenue par une mince fibre de quartz, formant arc dont la feuille d'aluminium est la corde.

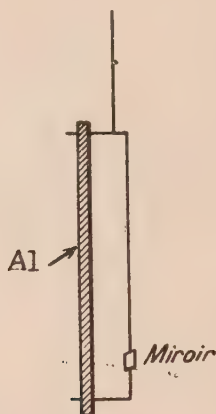


Fig. 6.

Cet équipage est suspendu par un fil de quartz très fin dont le prolongement ne passe pas par l'axe de la bande d'aluminium. La force qui s'exerce sur cette bande tend à faire tourner l'équipage en tordant le fil de quartz; un miroir permet de suivre cette rotation.

En répétant les expériences de M^{lle} Husson, nous avons vu rapidement que son appareil est trop peu sensible pour être utilisable pour le but que nous poursuivions. De plus, en le plaçant dans le vide, nous avons constaté que la force due à la pression de radiation est le plus souvent masquée par des forces radiométriques plus grandes résultant de l'échauffement de la lame d'aluminium par le courant qui la parcourt.

RADIOMÈTRE POUR ONDES HERTZIENNES.

Nous avons alors songé à tirer parti de ces forces pour réaliser un radiomètre sensible aux ondes de Hertz, appareil qui nous a le plus souvent servi au cours de ce travail.

Dans ce but l'appareil de M^{lle} Husson a été modifié de la manière

suivante (fig. 7) : nous y avons ajouté une lamelle très mince de mica B de même longueur et largeur que la bande d'aluminium A et fixée parallèlement à celle-ci. La distance entre la bande d'aluminium servant de résonateur et la lamelle de mica est de quelques millimètres ; elle est inférieure au libre parcours moyen des molé-

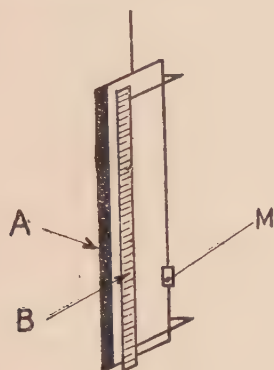


Fig. 7.

cules du gaz raréfié dans lequel l'ensemble de cet équipement est soutenu par un fil de quartz très fin. Ce fil de suspension ne coïncide pas avec l'axe du résonateur de sorte que les forces qui agissent sur celui-ci tendent à faire tourner l'équipage. Un miroir M permet de mesurer cette rotation.

Si le système reçoit des ondes électriques polarisées de telle sorte que le vecteur électrique soit vertical, la bande d'aluminium vibre en demi-onde et est parcourue par un courant qui l'échauffe. Les molécules du gaz raréfié qui frappent cette lame plus chaude que l'enveloppe, quittent la lame avec plus de vitesse qu'elle ne l'ont frappée et, par suite d'un effet de recul, la repoussent.

La lame resterait immobile si ses deux faces jouaient exactement le même rôle, mais celle qui est placée en face du mica envoie ses molécules vers lui et le choc de celles-ci sur le mica compense l'effet de recul qu'elles avaient exercé sur cette face de la lame. Tout se passe comme si une seule face (celle opposée au mica) s'était échauffée. On a ainsi créé un véritable radiomètre qui tend à tourner dans le sens allant du résonateur vers la bande de mica.

Cet appareil constitue pour les ondes ultra-courtes sur lesquelles il est accordé, un détecteur sensible dont la partie conductrice est

réduite au seul résonateur rectiligne, il permet d'explorer le champ électromagnétique de l'onde et d'en déterminer la valeur.

Force mise en jeu dans le radiomètre. — Il est aisé de connaître l'importance approximative des divers phénomènes dont dépendent les indications du radiomètre :

a) La connaissance du courant qui circule dans le résonateur du radiomètre fournit une indication sur la quantité d'énergie qui y est dégradée sous forme de chaleur.

b) Cette énergie chauffe la bande d'aluminium constituant le résonateur, celle-ci tend à se refroidir par rayonnement et par convection. En écrivant l'égalité de l'échauffement et du refroidissement, on connaît la température de la lame.

c) Si on considère le radiomètre comme un manomètre absolu de Knudsen¹ la connaissance de l'élévation de température de la lame par rapport à la température ambiante, donne la force qui détermine la rotation de l'équipage du radiomètre.

Calculons cette force :

a) Nous avons supposé plus haut que le champ électrique de notre onde de 18 centimètres a pour valeur un centième de volt par centimètre, et nous en avons conclu que le courant correspondant dans le résonateur est de $I = 1,41 \cdot 10^{-3}$ ampère.

L'énergie dégradée sous forme de chaleur dans ce résonateur sera

$$\text{en moyenne : } \frac{1}{T} \int_0^T \int_0^{\frac{\lambda}{2}} r I^2 \sin^2 \frac{2\pi x}{\lambda} \sin^2 \frac{2\pi t}{T} dx dt = \frac{1}{4} I^2 r \frac{\lambda}{2}$$

en supposant encore ici une répartition sinusoïdale de l'intensité du courant le long du résonateur. Dans cette expression r désigne la résistance de la lame par centimètre de longueur. La valeur de r calculée d'après les dimensions de la lame et la résistivité de l'aluminium donne $\frac{\lambda r}{2} = 0,7$ ohm.

Il en résulte $W = 3,5 \cdot 10^{-7}$ watt.

1. Knudsen, *Ann. Phys.*, 32, p. 809. 1910.

b) Cherchons l'élévation de température ΔT du résonateur, soit W_r l'énergie perdue par rayonnement thermique, et W_c celle perdue par convection. Évaluons ces quantités :

L'aluminium poli rayonne environ dix fois moins de chaleur que le corps noir dont la constante est $6,5 \cdot 10^{-12}$ watt par centimètre carré. La puissance perdue par rayonnement est donc en supposant $T = 293^\circ$ absolus (20 centigrades).

$$W_r = \frac{1}{10} 6,5 \cdot 10^{-12} (T^4 - T'^4) S = \frac{1}{10} 6,5 \cdot 10^{-12} 4 T^3 S \Delta T = \\ = 6,5 \cdot 10^{-5} S \Delta t \text{ watt}$$

(S représente la surface des deux faces de la lame).

W_c est l'énergie emportée par les molécules gazeuses qui quittent la lame avec plus de vitesse qu'elles n'y sont arrivées.

La théorie cinétique des gaz nous apprend que le nombre des molécules qui partent ou arrivent par seconde sur chaque centimètre carré de la lame est $n = 2,6 \cdot 10^{19} \frac{p}{\sqrt{MT}}$ formule dans laquelle p est la pression en baryes, M le poids moléculaire du gaz et T la température absolue.

Si on désigne par m la masse d'une molécule et par c la vitesse quadratique moyenne, l'énergie qui part ou arrive sur la lame par seconde et par centimètre carré est

$$W_1 = n \frac{1}{2} m c^2 \text{ avec } \frac{1}{2} m c^2 = \frac{3 RT}{2 N}$$

La théorie moléculaire donne pour valeurs $R = 8,32 \cdot 10^7$ ergs $N = 6,3 \cdot 10^{23}$; ici $T = 293^\circ$ on a donc :

$$W_2 = S \cdot 2,6 \cdot 10^{19} \frac{p}{\sqrt{MT}} \frac{3}{2} \frac{8,32 \cdot 10^7}{6,3 \cdot 10^{23}} T = 5,16 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{T}{M}} S p$$

W_c est la différence entre l'énergie reçue par la lame (molécules de vitesse correspondant à la température T) et perdue par celle-ci (à la température $T + \Delta T$).

$$W_c = 5,16 \cdot 10^3 \frac{S p}{\sqrt{M}} \frac{1}{2} \frac{\Delta T}{\sqrt{T}} = 1,5 \cdot 10^2 \frac{p s}{\sqrt{M}} \Delta T \text{ ergs par seconde}$$

$$\text{soit } W_c = 1,5 \cdot 10^{-5} \frac{ps}{\sqrt{M}} \Delta T \text{ watt.}$$

$$\text{En écrivant } W = W_c + W_r \text{ il vient } \Delta T = \frac{10^5 W}{S \left(6,5 + \frac{1,5 p}{\sqrt{M}} \right)}$$

pour faire le calcul numérique, nous avons la valeur de W ($3,5 \cdot 10^{-7}$ watt), il nous manque celles de S , p , et M .

S est la surface totale de la lame d'aluminium, c'est-à-dire la surface des deux faces, chacune d'elles ayant approximativement 8 centimètres de long et 5 millimètres de large, on a $S = 8 \text{ cm}^2$.

Nous verrons, à propos de la sensibilité du radiomètre en fonction de la nature et de la pression du gaz dans lequel se meut l'équipage, qu'il y a avantage à employer un gaz de grand poids moléculaire à une pression de quelques centièmes de millimètre de mercure.

Supposons donc le radiomètre, sur lequel nous raisonnons, rempli de gaz carbonique de poids moléculaire $M = 44$, à une pression de $p = 10$ baryes.

Le calcul de l'élévation de température dans ces conditions donne

$$\Delta T = 5 \cdot 10^{-4} \text{ degré.}$$

c) Connaissant l'élévation de température de la lame d'aluminium et la pression du gaz dans lequel cette lame est placée, l'application de la formule du manomètre absolu donne la force qui fait tourner notre équipage.

Cette élévation de température étant très faible, nous pouvons appliquer au manomètre la formule de Todd¹ qui donne la force s'exerçant par centimètre carré de la lame

$$f = \frac{p}{4} \frac{\Delta T}{T} \quad (f \text{ en dyne, } p \text{ en barye}).$$

La force totale est égale au produit de f par la surface d'une seule face de la lame, soit $S/2$.

1. Todd, *Phil. Mag.*, t. 38, p. 381, 1919.

on a
$$F = f \frac{S}{2} = \frac{pS}{8} \frac{\Delta T}{T}$$

Si $p = 10$ baryes, $S = 8 \text{ cm}^2$, $T = 293^0$ et $\Delta T = 5 \cdot 10^{-4}$ degré il vient
$$F = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ dyne.}$$

Remarque. — Si nous comparons cette force radiométrique à celle due à la pression de radiation dans l'appareil de M^{lle} Husson dont il a été question plus haut, nous constatons qu'à fil de torsion égal, notre radiomètre est mille fois plus sensible.

Conditions de sensibilité du radiomètre. — En considérant, comme nous l'avons fait dans le calcul précédent le radiomètre comme un manomètre de Knudsen, fonctionnant à pression constante, nous avons trouvé que la force qui s'exerce sur l'équipage est

$$F = \frac{pS}{8T} \Delta T$$

où ΔT est l'élévation de température de la bande d'aluminium.

A fil de torsion égal, le radiomètre sera donc d'autant plus sensible que le produit de la pression du gaz qui le remplit par l'élévation de température du résonateur sera plus grand.

L'élévation de température sera d'autant plus importante que l'énergie dégradée sous forme de chaleur dans la lame constituant le résonateur sera plus grande et que les pertes thermiques seront plus faibles.

Le courant qui circule dans le résonateur accordé sur l'onde à recevoir, sera pratiquement indépendant de sa résistance ohmique, car celle-ci sera toujours faible devant la résistance de rayonnement qui est d'une centaine d'ohms.

Il y a donc avantage, pour dégager le plus de chaleur possible dans le résonateur à prendre celui-ci très résistant : c'est ce que nous avons fait en le constituant par une bande d'aluminium extrêmement mince et la moins large possible.

Pour une même puissance W dépensée dans le résonateur, l'élévation de la température ΔT de celui-ci est

$$\Delta T = \frac{10^3 W}{S \left(6,5 + \frac{1,5 \rho}{\sqrt{M}} \right)}$$

et par suite dépend de la pression.

La force qui agit sur le radiomètre est

$$F = \frac{pS}{8T} \frac{W 10^5}{S \left(6,5 + \frac{1,5p}{\sqrt{M}} \right)}$$

elle est indépendante de la surface S , elle croît proportionnellement à la pression tant que les pertes par rayonnement sont importantes par rapport à celles par convection, puis plus lentement ensuite.

Aux très basses pressions, la force radiométrique est indépendante de la nature du gaz. Lorsque les pressions sont plus élevées au contraire, le terme contenant $\sqrt{M}$ devient plus important et indique qu'il vaut mieux, pour augmenter la sensibilité du radiomètre, employer dans sa construction un gaz de poids moléculaire élevé.

Bien entendu, la formule précédente qui indique que la sensibilité croît continuellement avec l'augmentation de pression cesse d'être valable lorsque le libre parcours moyen des molécules devient inférieur à la distance (quelques millimètres) qui sépare le résonateur du mica qui lui fait face.

C'est donc seulement lorsque la pression est inférieure au centième de millimètre que cette formule est applicable, car le libre parcours moyen des molécules gazeuses à cette pression est de l'ordre du centimètre.

Nous avons étudié expérimentalement les variations de la sensibilité d'un radiomètre quand on change la nature et la pression du gaz qu'il renferme. Voici comment nous avons procédé : le radiomètre reste en communication avec une pompe à vapeur de mercure, munie d'une jauge de MacLeod pour mesurer la pression, un piège à anhydride carbonique solide élimine la vapeur de mercure. A quelque distance est disposé un émetteur de Pierret destiné à envoyer sur le radiomètre des ondes d'intensité aussi constante que possible.

La figure 8 montre les courbes résumant les résultats obtenus en employant comme gaz successivement l'anhydride carbonique, l'air et l'hydrogène. Ces courbes ont été tracées en portant les pressions en abscisses (en coordonnées logarithmiques pour condenser la figure) et en ordonnées les déviations du radiomètre¹ :

1. Voir pour le radiomètre ordinaire :
Westphal, *Z. s. f. Phys.*, 1, 92, 256, 1920.

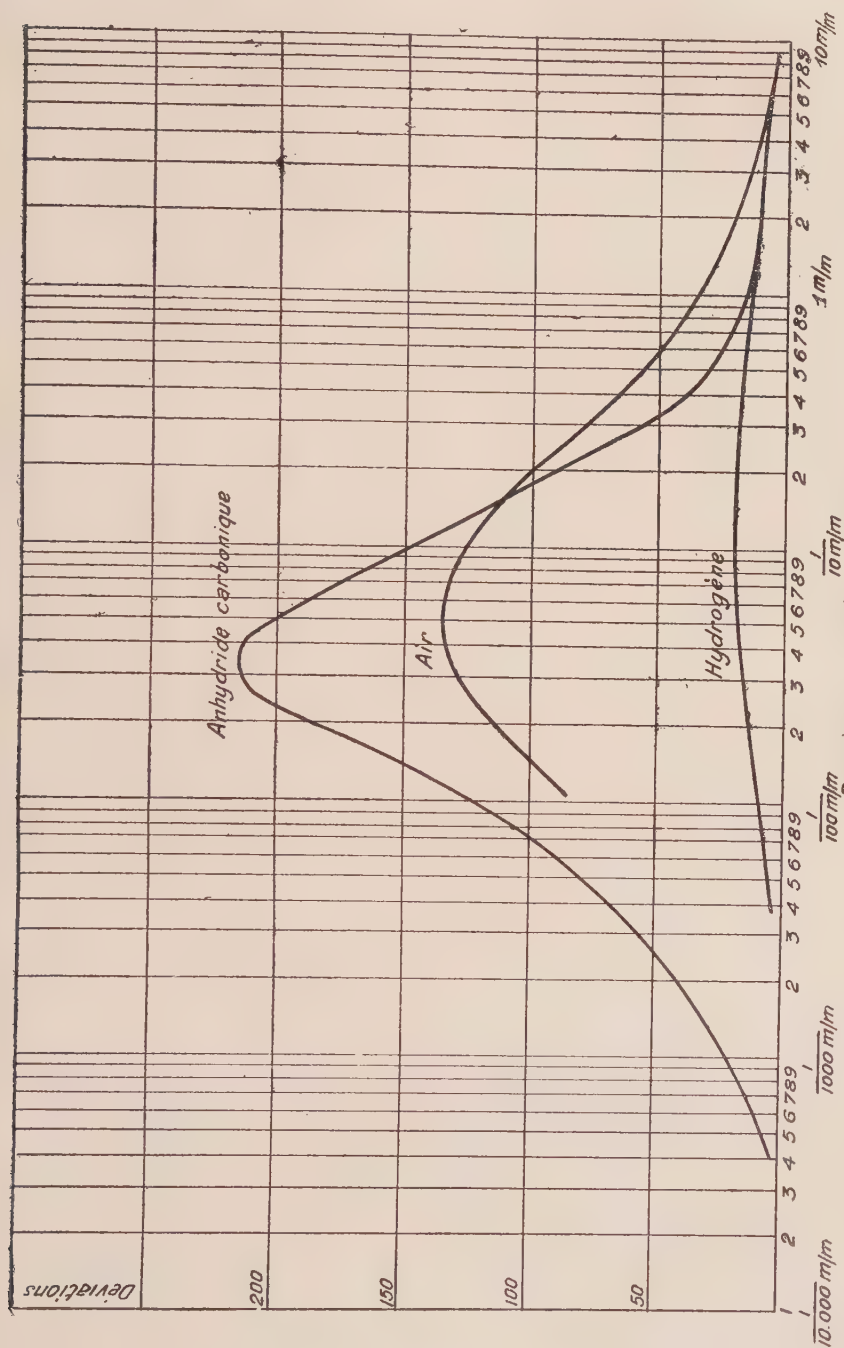


Fig. 8.

elles montrent d'abord que la sensibilité du radiomètre passe par un maximum pour des pressions d'autant plus élevées que le gaz employé est de poids moléculaire moindre; il faut en effet augmenter davantage la pression d'un gaz léger pour réduire le libre parcours moyen de ses molécules à la valeur de la distance séparant le résonateur, du mica de l'équipage de notre radiomètre.

Aux pressions plus élevées la sensibilité décroît régulièrement; le libre parcours moyen des molécules diminuant en effet de plus en plus, l'effet du mica recevant le choc des molécules rapides venant du résonateur diminue lui aussi de plus en plus et la dissymétrie de l'équipage qui produit le fonctionnement de l'appareil, tend elle aussi à disparaître.

Ces courbes montrent de plus que le maximum de sensibilité est beaucoup plus grand lorsqu'on emploie des gaz de grand poids moléculaire. Ces gaz, en effet, refroidissant moins le résonateur, la même énergie électrique reçue par celui-ci l'échauffe davantage, ce qui augmente la force radiométrique.

Au cours de ces expériences nous avons constaté, comme nous nous y attendions, que l'amortissement des mouvements de l'équipage est d'autant plus faible que la pression est moindre; aux très faibles pressions, il est presque impossible de lire sur la règle graduée les déviations du radiomètre tant l'amortissement est faible; aux pressions supérieures au millième de millimètre cette lecture devient possible, et à celles voisines du maximum de sensibilité, l'amortissement est tel que l'équipage est presque apériodique.

Détails sur la construction des radiomètres. — Les forces radiométriques mises en jeu ne sont pas bien grandes comme nous l'avons vu, et la distance entre l'axe de rotation de l'équipage du radiomètre et le résonateur n'est que de quelques millimètres, il en résulte que le fil de torsion en quartz doit être assez fin, pour que la déviation du spot du radiomètre, lue sur une règle, soit acceptable.

Pour trouver dans un lot de fils de quartz, étirés au soufflé du chalumeau et recueillis sur un grillage, celui qui est convenable, nous constituons avec le fil de quartz à essayer et un petit cylindre, un pendule de torsion dont nous mesurons la période d'oscillation.

Nous avons utilisé deux cylindres : le premier en aluminium a 12 millimètres de haut, 3,8 millimètres de diamètre, il pèse 378 milligrammes et son moment d'inertie est de $6,83 \cdot 10^{-3}$ gramme centimètre; le second est en magnésium, il a 7,2 millimètres de haut, 2,4 millimètres de diamètre, il pèse 62 milligrammes et son moment d'inertie est de $4,5 \cdot 10^{-4}$ gramme centimètre. Suivant l'axe de chacun de ces cylindres est fixée une petite tige d'acier de quelques dixièmes de millimètre de diamètre, sur laquelle on peut facilement coller le fil de quartz à la gomme-laque.

Le pendule de torsion ainsi constitué, suspendu dans l'air à la pression atmosphérique, a peu d'amortissement, ce qui permet d'en mesurer la période. De la connaissance de cette période on déduit facilement la valeur de la constante de torsion du fil par la formule :

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{C}}$$

Pour les radiomètres ordinaires, nous avons utilisé des fils de quartz ayant une constante de torsion d'environ 10^{-4} dyne centimètre par radian (Pendule de torsion avec le cylindre d'aluminium $T = 50$ secondes environ) tandis que pour des radiomètres spéciaux, nous nous sommes servi de fils plus fins encore, ayant une constante de torsion de $5 \cdot 10^{-6}$ dyne centimètre par radian (Pendule de torsion avec cylindre de magnésium, $T = 60$ secondes environ).

L'étude expérimentale d'un certain nombre de radiomètres a montré qu'il valait mieux, au point de vue de la rapidité des lectures et de la stabilité du zéro, employer des équipages les plus légers possibles (3 centigrammes par exemple) et ayant un moment d'inertie très faible.

Les déplacements du zéro seront d'autant plus faibles que le tube de verre qui contient l'équipage sera à une température plus uniforme. Pour parvenir à réaliser cette uniformité, on ne peut enfermer l'appareil dans un tube métallique, qui arrêterait les ondes électromagnétiques.

Nous avons trouvé qu'il y avait avantage, d'une part, à employer des tubes de verre de petit diamètre (2 à 3 centimètres) et

d'autre part à calorifuger le tube aussi complètement que possible.

Après de nombreux essais pour réaliser cette protection thermique, nous avons fini par envelopper simplement le radiomètre dans une feuille de coton de 2 à 3 centimètres d'épaisseur.

Cette feuille laisse seulement à découvert le tube le long d'un anneau de faible hauteur, placé vis-à-vis du miroir (*fig. 9*), pour



Fig. 9.

donner passage aux rayons lumineux nécessaires à la formation d'un spot sur une échelle graduée.

Malgré ces précautions, le zéro est loin d'être fixe, il se déplace lors des variations de température de la pièce, de l'ouverture de la porte ou de la fenêtre, du déplacement des opérateurs, de l'allumage de la lampe du spot, etc.

Pour obtenir la fixité approximative du zéro, lorsque le fil de torsion est très fin, il suffit d'éclairer l'appareil avec une lampe assez forte (50 à 100 watts) placée à une distance d'un mètre ou deux, car la chaleur dégagée par cette lampe agit sur la partie du radiomètre qui n'est pas protégée par le coton, l'échauffe et la fait tourner comme un radiomètre de Crookes¹. Le spot se fixe après un certain temps dans une position qui sert de zéro.

1. Crookes, *Proced. Roy. Soc.*, 22, p. 37, 1874 et 1876, p. 304.
Philos. Trans., (164, 501, 1874.) (166, 340, 1876.) (170, 128, 1880.)

Remarques sur l'utilisation du radiomètre. — Le radiomètre a l'inconvénient grave de n'être que difficilement transportable et de ne fonctionner que dans une position verticale ne permettant par suite que la mesure de la composante verticale du champ.

Il faut donc placer le radiomètre une fois pour toutes sur un support fixe autour duquel on placera et déplacera les divers appareils sur lesquels on voudra expérimenter.

Nous ferons remarquer qu'un tel appareil peut indiquer très correctement si un champ est polarisé rectilignement et horizontalement, le radiomètre alors ne dévie pas car il n'est parcouru par aucun courant : dans ces conditions, il ne peut troubler ce champ.

Radiomètre horizontal. — Les radiomètres dont il vient d'être question peuvent être appelés « radiomètres verticaux », car ils ne sont sensibles qu'à la composante verticale du vecteur électrique des ondes hertziennes.

Nous avons réalisé aussi un « radiomètre horizontal » qui n'est

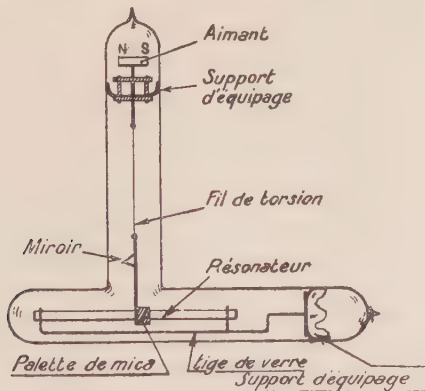


Fig. 10.

sensible qu'à la composante horizontale du vecteur électrique dirigée suivant la direction du résonateur qui fait partie de ce radiomètre.

Cet appareil (*fig. 10*) comprend un résonateur fixe, formé d'une étroite bande d'aluminium battu, maintenue par une monture isolante selon l'axe d'un tube de verre horizontal. Un autre tube, vertical celui-là, est soudé « en T » au milieu du premier et contient l'équipage mobile. Celui-ci comprend une tige de quartz de

faible diamètre à laquelle sont fixés, à la manière d'un drapeau sur sa hampe, d'une part une mince lamelle de mica placée vis-à-vis du résonateur, et d'autre part un miroir faisant contrepoids à cette lamelle.

Cet équipage est suspendu par un fil de quartz très fin à un support permettant de l'orienter à volonté; à cet effet un petit aimant NS est fixé à l'extrémité supérieure d'une aiguille métallique pouvant tourner librement, sans glisser, dans une monture coincée par des ressorts dans le tube vertical : c'est à l'extrémité inférieure de cette aiguille que l'on colle à la gomme-laque le fil de quartz soutenant l'équipage. Il est facile de faire tourner le petit aimant en approchant, à l'extérieur du tube et vis-à-vis de lui, un autre aimant et de régler ainsi l'orientation de l'équipage.

Cet appareil est placé sur pompe à la manière habituelle, vidé et rempli de gaz carbonique à une pression un peu supérieure au centième de millimètre de mercure.

Pour se servir de ce radiomètre, on oriente l'équipage de manière que la lamelle de mica soit parallèle à la bande d'aluminium constituant le résonateur, et on l'en approche à deux ou trois millimètres en inclinant légèrement l'appareil. Au cours de ces manœuvres, il peut arriver que la palette de mica vienne frotter soit sur une paroi de verre, soit sur l'aluminium, ce qui entraîne une forte électrisation du mica, créant des forces énormes pouvant parfois occasionner une adhérence énergique du mica et de la bande d'aluminium; adhérence que l'on peut avoir beaucoup de peine à faire cesser sans risquer de rompre le résonateur. Pour éviter ces déboires, nous avons métallisé légèrement la lamelle de mica en la plongeant dans un bain d'argenture.

L'appareil étant ainsi disposé, si le résonateur est parcouru par un courant qui l'échauffe, il envoie vers le mica des molécules plus rapides que ne le sont celles qui proviennent des parois, et par ce mécanisme, le repousse. Cette force de répulsion produit une rotation de l'équipage que l'on mesure à la manière habituelle au moyen d'un miroir donnant un spot sur une échelle graduée.

De même que nous l'avons fait pour le radiomètre vertical, nous pouvons considérer le radiomètre horizontal comme un manomètre de Knudsen, fonctionnant à pression constante et dont les indications servent à mesurer l'échauffement du résonateur. Le raison-

nement que nous avons fait sur les forces mises en jeu dans le radiomètre vertical et les conditions de sensibilité de celui-ci sont évidemment valables dans le cas présent. Il en résulte que le radiomètre horizontal n'aura une sensibilité acceptable qu'autant qu'on emploiera dans sa construction des fils de torsion extrêmement fins (p. ex. $C = 5 \cdot 10^{-6}$ dyne centimètre par radian).

Ce radiomètre horizontal, construit en deux parties distinctes, est d'un emploi moins commode que le radiomètre vertical; de plus la proportionnalité de la rotation de l'équipage au carré du vecteur électrique n'est rigoureuse que pour de petits angles, par suite de la variation de distance du résonateur au mica causée par cette rotation.

Radiomètre pour ondes plus grandes que vingt centimètres. — Il n'est guère facile de construire des radiomètres pour ondes plus grandes qu'une vingtaine de centimètres en gardant le même mode de construction et en augmentant seulement les dimensions du résonateur, car on arrive à des dimensions de l'équipage prohibitives : par exemple, un radiomètre pour ondes de quatre mètres exigerait un équipage de deux mètres de long.

Pour construire un radiomètre sensible aux ondes de quatre mètres, nous avons pris comme récepteur des ondes, non pas un fil rectiligne de deux mètres de long, mais un solénoïde formé d'un fil de cuivre très fin d'environ deux mètres de long enroulé sur un prisme de section triangulaire (côté du triangle un centimètre, hauteur dix centimètres).

Ce prisme très léger était constitué par trois minces fibres de quartz maintenues à leur écartement au moyen de petits bâtonnets en quartz très minces, collés à la gomme-laque sur les arêtes.

La lame de mica avait la hauteur et la largeur d'une face du prisme, elle était fixée à quelques millimètres de celle-ci, toujours avec de petits bâtonnets de quartz collés à la gomme-laque.

Le fil de suspension est fixé à une arête et tout l'équipage placé dans un gaz raréfié.

Un oscillateur, accordé sur l'onde propre du solénoïde, fait tourner l'équipage, car le courant qui circule dans le fil de la bobine prismatique chauffe celui-ci et il en résulte des forces radiométriques dissymétriques à cause de la présence du mica.

Le radiomètre ainsi constitué est bien moins sensible que les appareils à ondes plus courtes, car le solénoïde n'a qu'un faible pouvoir rayonnant pour les ondes électriques et par suite ne capte et ne transforme en chaleur que très peu d'énergie.

ÉMETTEUR ET FAISCEAU DE RAYONS DE FORCE ÉLECTRIQUE UTILISÉ

Nous donnerons sommairement la description de l'oscillateur de Pierret dont nous nous sommes servi.

Cet oscillateur utilise (*fig. 11*) une lampe à cornes, type TMC,

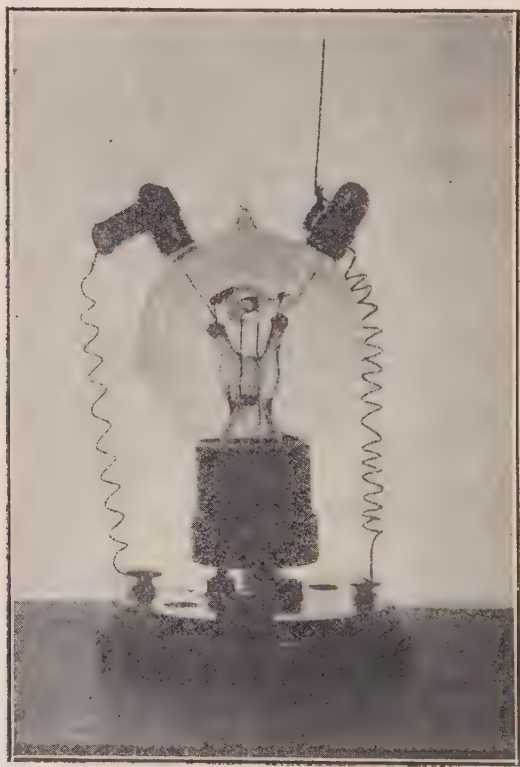


Fig. 11.

dont le filament est chauffé sous une différence de potentiel de 3,1 à 3,2 volts. La corne grille de cette lampe porte une petite tige métallique, d'environ 4 centimètres de hauteur, formant antenne vibrant en quart d'onde.

A cette corne aboutit un fil la reliant au pôle positif d'une batterie d'accumulateurs de 250 volts dont le pôle négatif est réuni au filament. L'intensité du courant débité par cette batterie est de 60 à 100 milliampères; enfin la plaque est reliée au pôle négatif d'une batterie d'une quarantaine de volts dont le pôle positif est réuni au filament. Le courant dans le circuit plaque d'un émetteur fonctionnant bien est compris entre 0 et 1 milliampère, et son sens est inverse de celui qui correspond à la polarité de la batterie intercalée sur ce circuit.

Ce système émet des ondes électromagnétiques entretenues, de 15 à 20 centimètres de longueur d'onde, suivant les lampes employées. Ces ondes sont polarisées rectilignement, le vecteur électrique étant parallèle à la petite antenne.

Pour obtenir des ondes planes, nous avons placé l'émetteur précédent au foyer d'un miroir parabolique de révolution de 23 cen-

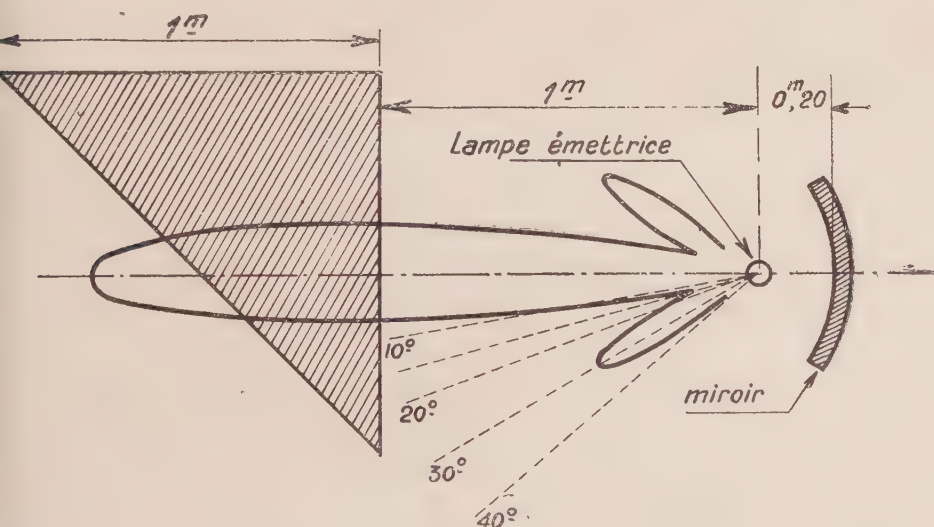


Fig. 12.

timètres de distance focale et de 50 centimètres de diamètre.

L'axe du miroir restant horizontal, le champ électrique de l'onde est vertical ainsi que la petite antenne fixée à la corne grille; on le rend horizontal en tournant le système lampe-miroir d'un quart de tour autour de l'axe du miroir.

En vue de déterminer la forme du faisceau émis, nous avons

placé l'ensemble du miroir et de la lampe sur un support pouvant tourner autour d'un axe vertical et nous avons étudié l'intensité du champ en fonction de l'angle de rotation : le champ étant vertical, son intensité a été mesurée avec un radiomètre placé à deux mètres de l'émetteur, la figure 12 représente en coordonnées polaires la courbe des déviations du radiomètre en fonction de l'angle de rotation du support. On constate sur ce diagramme la présence d'une feuille centrale assez pointue, à laquelle sont adjointes deux petites folioles.

La courbe de la figure 12 représente ainsi la section du faisceau par un plan perpendiculaire à la petite antenne.

Nous avons tracé aussi le diagramme représentant la section par un plan parallèle à la petite antenne : la courbe polaire correspondante est un peu moins pointue que la précédente et ne présente pas de folioles latérales.

PRISME A RÉFLEXION TOTALE.

Nous nous sommes servi pour réaliser nos expériences d'un prisme en paraffine de point de fusion assez bas (50°).

La base de ce prisme est un triangle rectangle isocèle de un mètre petit côté, et sa hauteur est de un mètre.

La densité de la paraffine étant 0,8, son poids est de 400 kilogrammes environ.

L'oscillateur que nous avons utilisé émet des ondes entretenues de 17 à 18 centimètres de longueur, les plus courtes que l'on sache produire actuellement avec une intensité suffisante. La largeur de la face hypoténuse du prisme, qui est de 1 m. 40, est donc d'environ huit longueurs d'onde.

Ce prisme a été placé sur une table solide, munie de roulettes permettant de la déplacer aisément devant le radiomètre, qui, comme nous l'avons indiqué, doit être installé dans une position que l'on ne peut pas changer.

L'oscillateur émetteur est disposé à un mètre de la face d'entrée du prisme. La figure 12 montre que cette face est loin d'être couverte par le faisceau principal, et que, dans le cas du champ électrique vertical, les folioles latérales ne sont pas gênantes.

Mesure de l'indice de la paraffine. — Pour pouvoir vérifier les formules relatives à la réfraction, nous avons mesuré l'indice du prisme pour la longueur d'onde dont nous nous sommes servi.

Nous avons employé la méthode de la réflexion totale. Pour cela, nous avons fixé sur la table à proximité du milieu d'une des petites faces du prisme, un pivot vertical autour duquel tourne une planche de plus de un mètre de long portant à son extrémité un émetteur d'ondes de 18 centimètres (*fig. 13*).

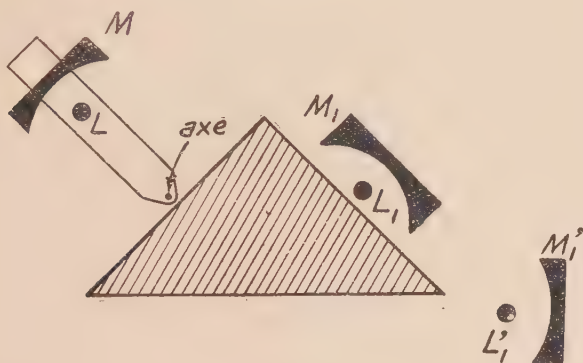


Fig. 13.

Cet émetteur comprend une lampe TMC placée au foyer d'un miroir cylindro-parabolique M de 12 centimètres de distance focale. L'alimentation de cet émetteur a lieu en courant alternatif de façon à ce que les ondes produites soient modulées et qu'on puisse les recevoir au téléphone par les procédés habituels de la radiotélégraphie en ondes ultra-courtes.

Ces ondes arrivent à la face d'entrée du prisme sous un angle d'incidence que l'on fait varier en tournant la planche qui porte l'émetteur. Elles pénètrent dans le prisme, se réfléchissent en partie ou totalement sur la face hypoténuse et en ressortent pour tomber sur le récepteur.

Celui-ci se compose d'un miroir cylindro-parabolique M_1 de 60 centimètres d'ouverture et de 32 centimètres de distance focale, au foyer duquel est placée une lampe TMC qui sert de récepteur. Un rhéostat règle le chauffage du filament de cette lampe, un potentiomètre en règle la tension plaque, enfin un amplificateur basse fréquence actionne le téléphone (*fig. 14*).

Le miroir de réception M, est placé tout près de la face de sortie du prisme (*fig. 13*) de sorte que le faisceau réfléchi partiellement ou totalement le rencontre toujours, malgré ses changements de direction qui suivent ceux du faisceau incident.

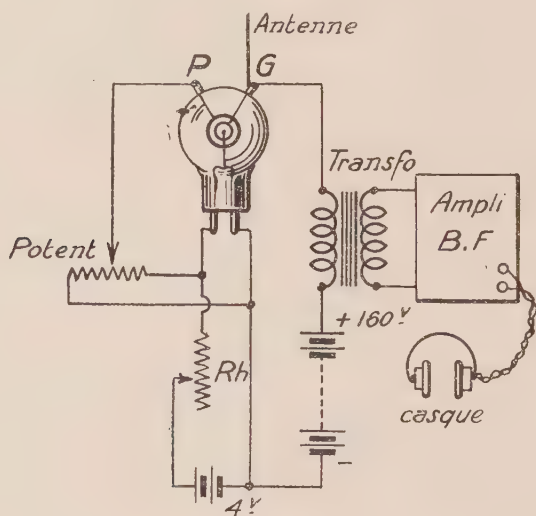


Fig. 14.

En faisant tourner lentement la planche autour de son axe, on détermine par la réception au téléphone l'incidence pour laquelle la réflexion devient totale.

On peut aussi placer le miroir récepteur et sa lampe en M_1 et L_1 dans le prolongement de la face hypoténuse du prisme; cette fois en tournant la planche on constate la disparition du faisceau réfracté lorsqu'on passe par l'angle limite.

On trouve la même incidence que dans l'expérience précédente, et on détermine ainsi l'angle limite avec une précision de l'ordre du demi-degré.

Appelons n l'indice cherché, si a est l'angle que fait le faisceau incident avec la normale à la face d'entrée, l'angle de réfraction est b tel que $a = nb$, puisque ces angles sont petits (*fig. 15*). L'angle d'incidence du faisceau, sur la face hypoténuse (à l'intérieur du prisme) est alors $45^\circ - b$.

Dans le cas de l'angle limite, on a $\sin(45^\circ - b) = \frac{1}{n}$, comme $\sin 45^\circ$

et $\cos 45^\circ$ sont égaux à $\sqrt{2}$ et $\cos b$ sensiblement égal à un, puisque l'angle b est petit, l'équation précédente devient

$$\frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{a}{n\sqrt{2}} = \frac{1}{n} \quad \text{d'où } n = \sqrt{2} + a$$

L'expérience nous a donné une valeur de a comprise entre $2\frac{1}{2}$ et 3 degrés, ce qui donne en radian $a = 0,048$, il en résulte que : $n = 1,414 + 0,048$ soit 1,46.

Nous avons contrôlé ce résultat par la mesure¹ de la constante

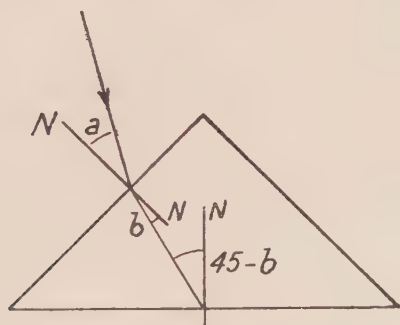


Fig. 15.

diélectrique de notre paraffine, effectuée par la méthode de variation de capacité d'un condensateur à air lorsqu'on le remplit de paraffine : la mesure a été faite par la deuxième méthode de Drude² avec des oscillations électriques de très haute fréquence, correspondant à la longueur d'onde dans l'air de 42,6 centimètres, produites par un système de Barkhausen.

La valeur de la constante diélectrique trouvée est $K = 2,10$ ce qui correspond à un indice $\sqrt{2,10}$ soit 1,45.

Nous avons aussi essayé de mesurer l'indice du prisme en paraffine en déterminant sur une de ses faces l'incidence brewstérienne, pour laquelle un faisceau, dont le vecteur électrique est dans le plan d'incidence, ne se réfléchit pas.

Pour faire cet essai, nous avons fixé sur la table supportant le

1. Mesure effectuée par M. Abadie, ingénieur au Laboratoire national de Radioélectricité, sur son installation.

2. P. Drude, *Zeits. f. Phys. Chem.*, 23, 1897, 267.

prisme et vis-à-vis du milieu de la grande face de celui-ci, un pivot vertical autour duquel tournent deux planches supportant à leurs extrémités un émetteur et un récepteur d'ondes de 18 centimètres.

Cet émetteur et ce récepteur sont constitués chacun par un miroir parabolique de révolution au foyer duquel est placée une lampe TMC comme nous l'avons déjà indiqué.

Les axes de ces miroirs sont parallèles aux planches qui matérialisent ainsi la direction des faisceaux incident et réfléchi. La lampe TMC est placée horizontalement ainsi que sa petite antenne, pour que les ondes soient polarisées horizontalement dans le plan d'incidence (vecteur électrique dans ce plan).

Comme dans le cas de la détermination de l'angle limite, l'émission est faite en ondes modulées et la réception au son.

Il faut évidemment incliner également les deux planches sur la face du prisme formant miroir pour tenir compte de l'égalité des angles d'incidence et de réflexion.

Pour éviter d'être astreint à faire suivre d'une façon rigoureuse à la planche qui supporte le récepteur les petites variations d'angle qu'on fera exécuter à celle qui supporte l'émetteur, nous avons placé le récepteur beaucoup plus près de l'axe de rotation que l'émetteur. Dans ces conditions le faisceau réfléchi ne cesse pas de rencontrer le miroir de réception malgré son déplacement causé par les petites variations de l'angle d'incidence.

L'expérience se fait de la façon suivante : on fait varier l'angle d'incidence et on cherche la valeur de cet angle pour laquelle la réception au téléphone passe par une intensité minimum. L'incidence est alors l'incidence brewstérienne.

On n'observe pas pour cette incidence le silence complet au téléphone à cause d'un rayonnement direct de l'émetteur sur le récepteur.

Ce procédé est moins précis que la méthode de la réflexion totale, mais donne néanmoins des valeurs de l'indice comprises très certainement entre 1,40 et 1,50.

ÉTUDE DE L'ONDE ÉVANESCENTE. LE VECTEUR ÉLECTRIQUE ÉTANT PERPENDICULAIRE AU PLAN D'INCIDENCE

Nous avons étudié surtout l'onde évanescente dans le cas où le vecteur électrique est normal au plan d'incidence. C'est celui qui se prête le mieux à l'emploi du radiomètre le plus simple. Celui-ci en effet devant rester vertical, le plan d'incidence doit alors être horizontal pour que le vecteur électrique soit dirigé suivant la direction du résonateur du radiomètre.

On place le prisme sur sa base, les arêtes verticales, position qui est la seule commode, le prisme de paraffine pesant 400 kilogs.

Nous avons vu plus haut (*fig. 12*) que le faisceau incident ne couvre pas la face d'entrée du prisme, aussi avons-nous cherché dans l'onde évanescente comment variait le champ électrique quand on le déplaçait le long de la face du prisme en allant d'une arête à l'autre.

L'appareil de mesure employé est le radiomètre : comme cet appareil doit toujours rester à poste fixe nous avons fait défiler devant lui, d'un mouvement de translation, le prisme auquel reste fixé le système émetteur. Au cours de cette manœuvre, on s'arrangeait pour que la distance du radiomètre à la face du prisme reste constante.

L'expérience a été réalisée comme le montre la photographie ci-jointe (*fig. 16*) ; le radiomètre maintenu par un support en bois est placé sur un trépied fixe ; à droite on voit, entourée de papier d'étain, la lampe qui sert à éclairer le miroir de l'équipage mobile et à maintenir la position du zéro aussi fixe que possible ; plus à droite encore est l'échelle sur laquelle se fait la lecture des déviations du radiomètre. A gauche, soutenu en porte à faux par une planche fixée à la table supportant le prisme, on voit le miroir parabolique au foyer duquel est la lampe TMC émettant les ondes de 18 centimètres employées.

La translation est obtenue en faisant rouler la table sur ses rou-

lettes, en prenant soin qu'elle reste constamment appuyée sur un guide formé par un chevron fixé fortement au parquet.

Le résultat de l'exploration du champ au voisinage de la face hypoténuse est représenté par la courbe de la figure 17. Celle-ci

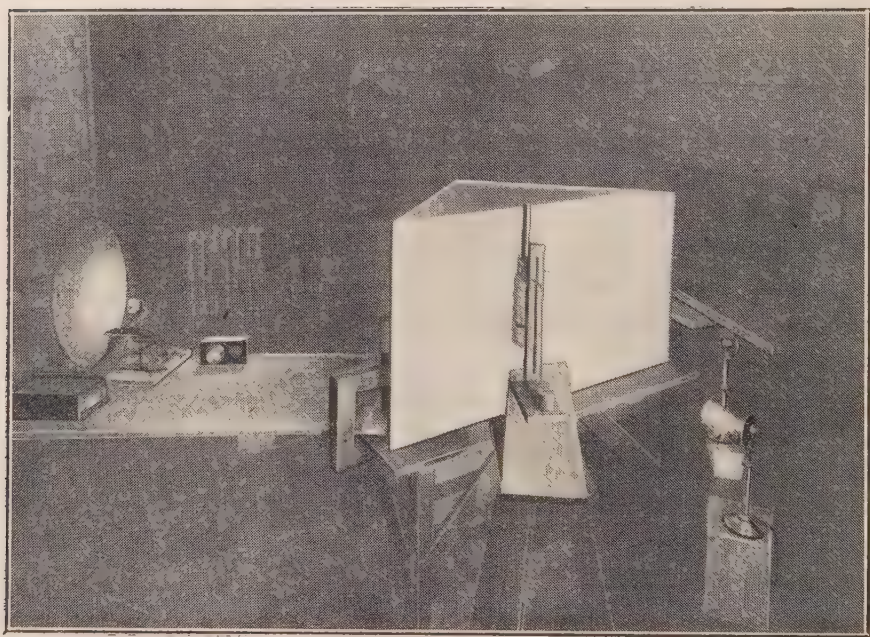


Fig. 16.

présente des suites de maxima et de minima assez inattendues.

On peut se demander si ceux-ci ne sont pas dus à un phénomène de diffraction causé par l'étroitesse du faisceau¹. Pour élucider la question, nous avons étudié comment variait le champ électrique en laissant fixes le radiomètre et le prisme et en déplaçant parallèlement à lui-même le système émetteur (fig. 18) de façon à ce que le faisceau qui sort du prisme balaye la face hypoténuse du prisme devant laquelle est disposé le radiomètre.

Dans ces conditions, la courbe des déviations du radiomètre en fonction des déplacements de la source ne présente qu'un seul

1. Dans le cas de l'optique voir pour la diffraction de l'onde évanescente due à l'étréitesse des faisceaux : Chakravarty, *Proc. Roy. Soc.*, 99, 1921, p. 503. — Schuster, *Proc. Roy. Soc.*, 187, 1925, p. 15. — Raman, *Phil. Magaz.*, 1925, p. 812.

maximum qui se produit au moment du passage de l'axe du faisceau. L'hypothèse de la diffraction pour expliquer la courbe de la figure 17 doit donc être rejetée.

Si on déplace maintenant le prisme seul parallèlement à lui-même, en laissant fixes le radiomètre et le système émetteur (fig. 19), on

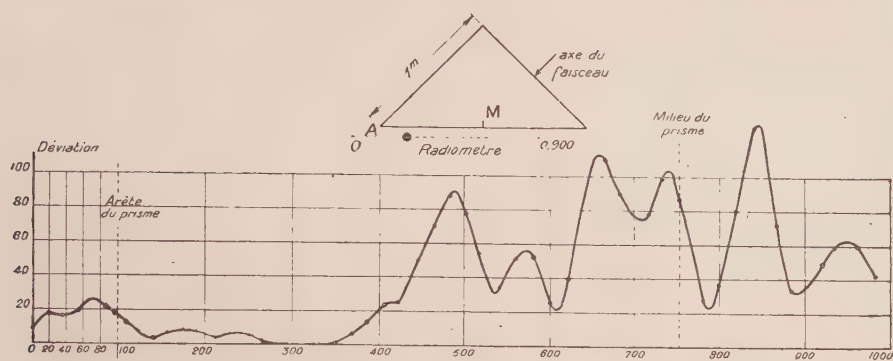


Fig. 17.

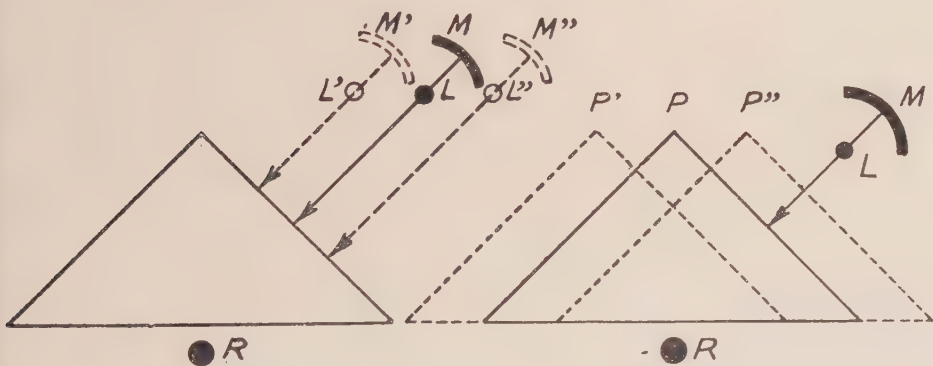


Fig. 18.

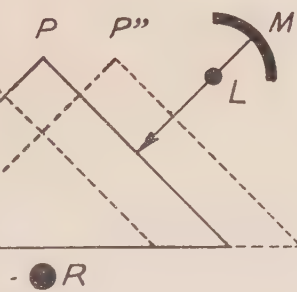


Fig. 19

obtient des séries de maxima et de minima des déviations du radiomètre qui se traduisent par des courbes très semblables à celles de la figure 17 : L'explication de ces maxima et minima doit donc être recherchée dans le prisme lui-même.

On peut tout expliquer par des interférences entre les ondes incidentes et celles qui se sont réfléchies partiellement sur la face de sortie du prisme,

Supposons, pour simplifier, que l'incidence soit normale à la face d'entrée. Le faisceau $AB A'B'$ (fig. 20) se réfléchit en BB'

suivant BC B'C' et donne naissance à une onde évanescente qui glisse le long de la face du prisme dans le sens BB' avec la vitesse $\frac{V}{n \sin i}$; une partie du faisceau BC B'C' est réfléchi sur la face de sortie et revient en sens inverse suivant CB C'B'. A sa rencontre avec la face hypoténuse, il donne naissance à une onde évanescente qui glisse en sens inverse de la première. L'interférence de ces deux ondes évanescentes donne naissance à un

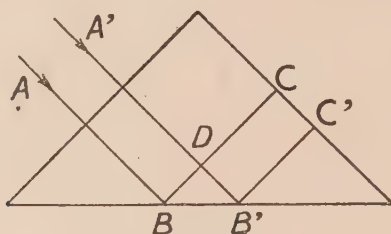


Fig. 20.

système stationnaire dont l'internœud est $\frac{\lambda}{2n \sin i}$, λ étant la longueur d'onde dans l'air.

Dans cet exemple, cet internœud est sensiblement égal à $\frac{\lambda}{2}$, car $n \sin 45^\circ$ diffère très peu de l'unité.

Pour vérifier cette explication, nous avons placé une lame de métal sur la face de sortie du prisme, et avons tracé la courbe donnant les valeurs des déviations du radiomètre en fonction de la position de celui-ci devant le prisme.

Cette courbe (fig. 21) présente une série de maxima et de minima qui correspondent exactement à ceux trouvés dans la courbe de la figure 17 : les minima sont presque nuls et la distance des maxima est d'environ $\frac{\lambda}{2}$.

Comme contre-partie de l'expérience précédente, nous avons placé contre la face de sortie du prisme des petits morceaux et copeaux de paraffine, maintenus contre le prisme par des panneaux en bois.

L'onde, qui, à l'intérieur du prisme, arrive sur cette face, se

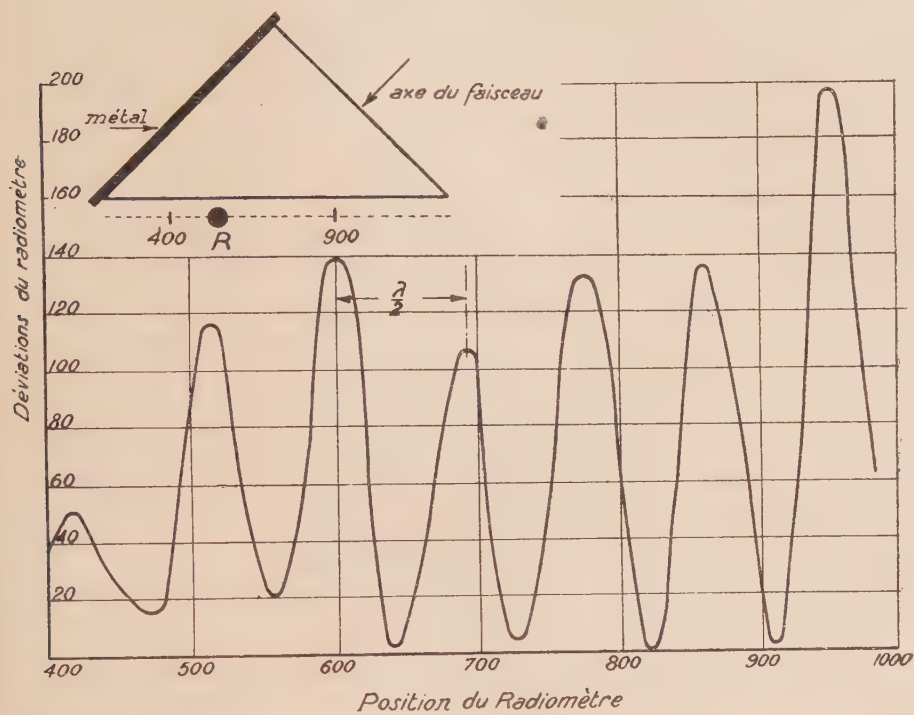


Fig. 21.

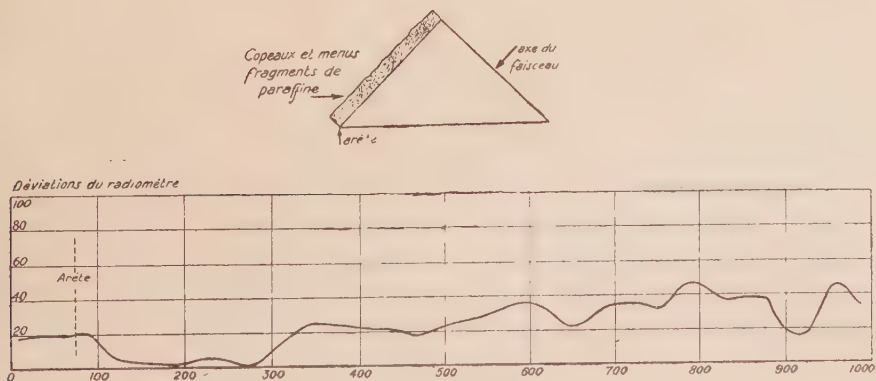


Fig. 22.

diffuse dans ces morceaux de paraffine et la réflexion sur la face de sortie est très diminuée.

C'est ce qu'on constate sur la courbe de la figure 22 qui donne les déviations du radiomètre en fonction de la position de celui-ci

devant la face hypoténuse du prisme : les maxima et minima sont alors très aplatis, à peine visibles dans certaines régions. Les inégalités d'amplitude des maxima tiennent à une répartition non homogène des petits morceaux ou copeaux de paraffine.

ETUDE DE L'ONDE ÉVANESCENTE DANS LE CAS DE L'INCIDENCE DE 45° .

Ne pouvant pas nous débarrasser de la réflexion sur la face de sortie du prisme, nous avons préféré rendre cette réflexion aussi complète que possible, en plaçant sur cette face une feuille de métal formant miroir.

On obtient ainsi, comme nous l'avons vu précédemment, deux ondes évanescentes dont l'interférence donne un système stationnaire que nous avons étudié.

Le cas où l'incidence sur la face hypoténuse du prisme est de 45° est particulièrement simple avec un prisme rectangle isocèle, parce que les divers faisceaux que l'on peut considérer dans un tel prisme sont alors normaux soit à la face d'entrée, soit à la face de sortie où se trouve placé le miroir. L'onde renvoyée par celui-ci a la même intensité que celle qui lui a donné naissance, et les interférences sont par suite complètes.

Pour étudier le système stationnaire formé par les deux ondes évanescentes, nous avons tracé une courbe donnant les déviations du radiomètre lorsqu'on déplace devant lui le prisme en conservant constante la distance à la face hypoténuse. En abscisses (*fig 23*) sont portés les déplacements du prisme par rapport à un repère fixe, et en ordonnées les déviations du radiomètre.

Nous avons tracé ensuite les mêmes courbes pour diverses distances entre la face hypoténuse du prisme et le radiomètre. Les cotes des courbes de la figure 23 se rapportent à la valeur de ces distances.

On voit sur le réseau de courbes de cette figure que les maxima et minima, correspondant aux différentes distances du radiomètre, sont sur une même normale à la face du prisme.

La distance séparant deux maxima ou minima successifs est de 8,8 centimètres ce qui correspond, comme nous l'avons indiqué, à la demi-longueur des ondes utilisées (17,6 centimètres).

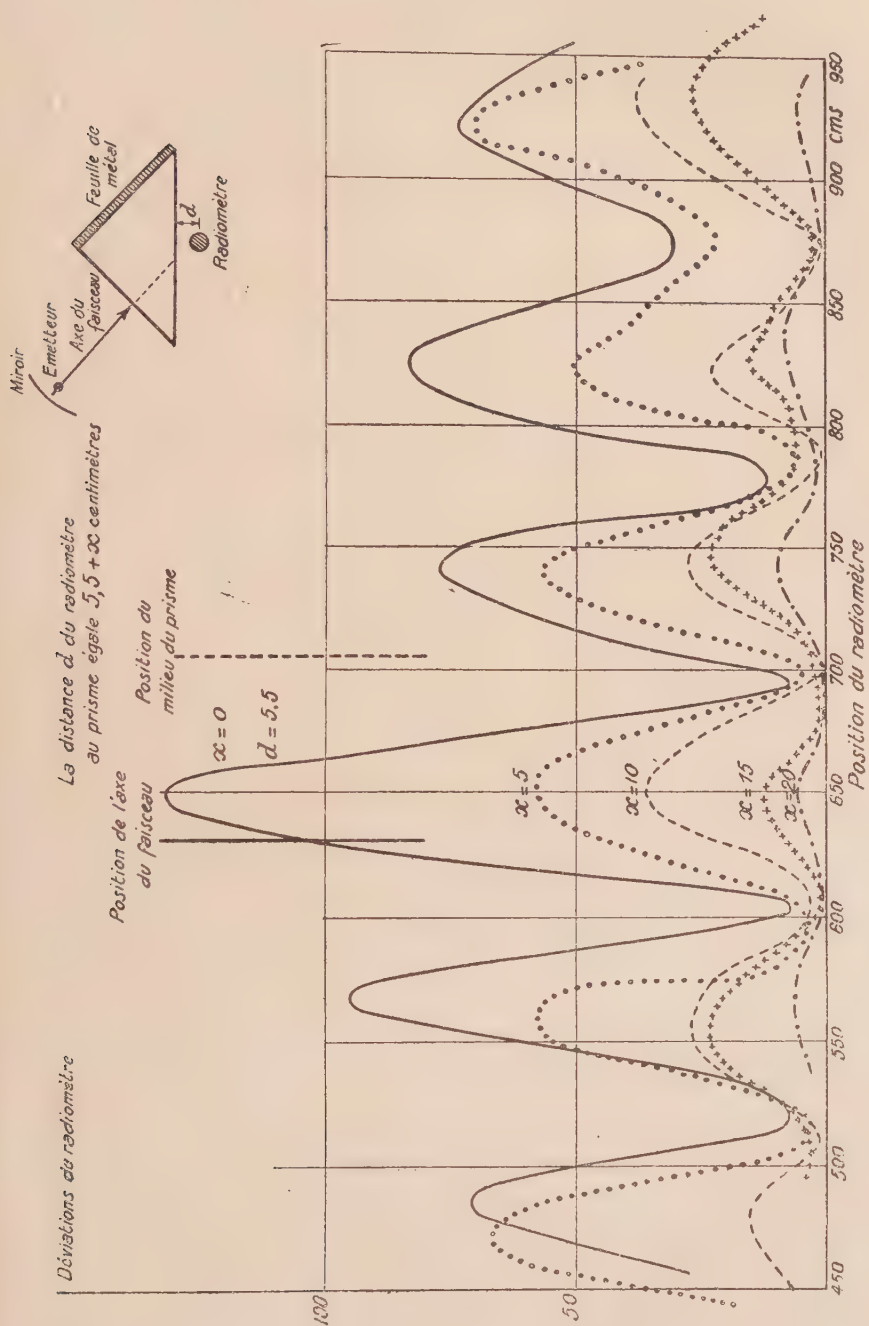


Fig. 23.

Etudions maintenant la décroissance de l'intensité de l'onde évanescente en fonction de la distance au prisme.

Le champ électrique doit, d'après la théorie, décroître suivant la fonction exponentielle $H = H_0 e^{-kz}$ où z est la distance à la face hypoténuse du prisme; le champ résultant de l'interférence des

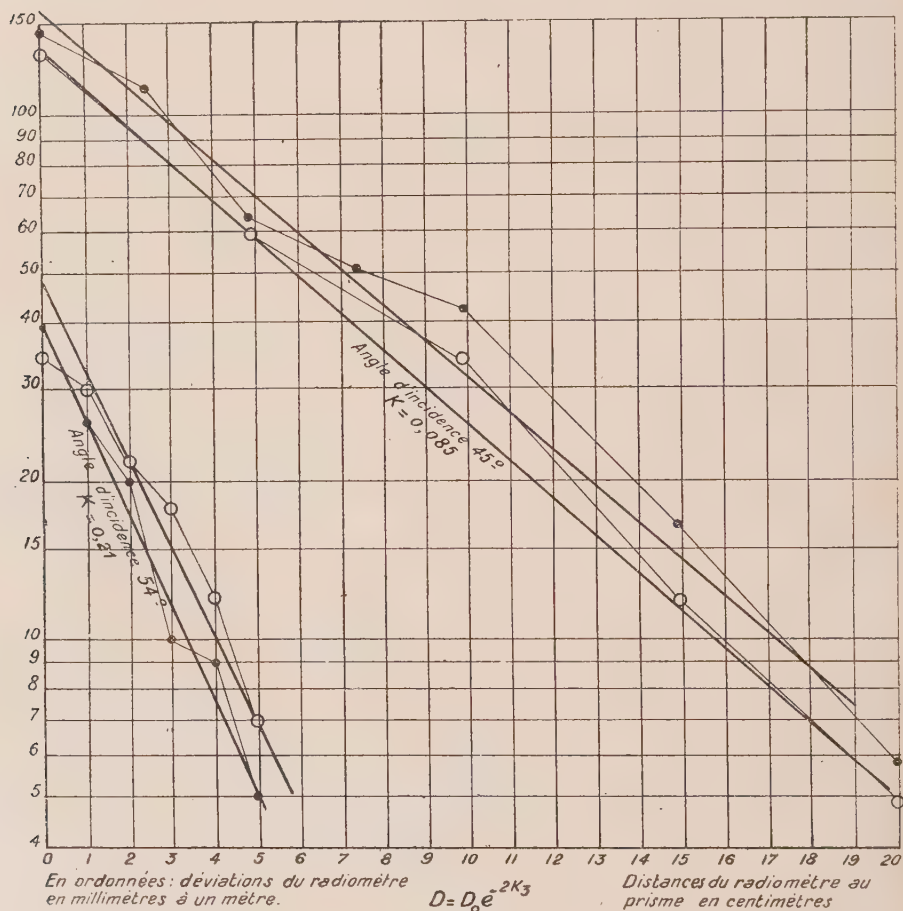


Fig. 24.

deux ondes évanescentes glissant en sens inverse sur la face du prisme doit, lui aussi, décroître suivant la même loi en fonction de z . Enfin les déviations du radiomètre, étant proportionnelles au carré du champ, doivent décroître suivant la loi $D = D_0 e^{-2kz}$.

Sur le réseau des courbes de la figure 23, comparons les valeurs des ordonnées correspondant à l'abscisse du maximum principal le

plus rapproché du milieu du faisceau : pour cela, portons en ordonnées les valeurs de ces maxima sur du papier semi-logarithmique, et en abscisses (à une constante près) les distances du radiomètre à la face hypoténuse du prisme. Les points ainsi trouvés (*fig. 24*) se placent approximativement en ligne droite, indiquant que la décroissance exponentielle cherchée est réalisée (les deux séries de points sur la partie droite de la figure correspondent à deux séries de mesures différentes). Le coefficient angulaire résultant de ces deux séries est le même et donne comme valeur du coefficient de l'exponentielle $k = 0,085$.

Si on calcule la valeur théorique de ce coefficient par la formule

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}$$

en prenant pour valeurs de λ , n , et i les nombres correspondant à l'expérience ($n = 1,46$, $\lambda = 17,6$ et $i = 45^\circ$) on trouve $k = 0,089$ qui est fort voisin du nombre trouvé expérimentalement.

ONDES ÉVANESCENTES POUR UNE INCIDENCE SUPÉRIEURE A 45° .

Nous avons fait la même étude pour des incidences plus grandes et s'écartant davantage de l'angle limite. Pour cela nous avons incliné le faisceau incident sur la face d'entrée du prisme : si a est l'angle du faisceau avec la normale à la face d'entrée, b l'angle de réfraction par cette face, on a $\sin a = n \sin b$, et l'angle d'incidence sur la face hypoténuse est $45^\circ + b$.

Le faisceau qui se réfléchit totalement sous cette incidence fait l'angle b avec la normale à la face de sortie.

On ne peut donc pas se contenter, comme nous l'avons fait précédemment, de placer sur cette face une lame de métal formant miroir, pour renvoyer en arrière les ondes déjà réfléchies totalement. Il est indispensable, en effet, que le faisceau renvoyé par ce miroir rencontre la face hypoténuse sous le même angle que le faisceau direct, car c'est là la condition pour que les ondes évanescences produites par ces deux faisceaux glissent en sens inverse avec la même vitesse et aient le même affaiblissement exponentiel en fonction de la distance au prisme.

Aussi, pour réaliser cette condition, avons-nous adjoint au

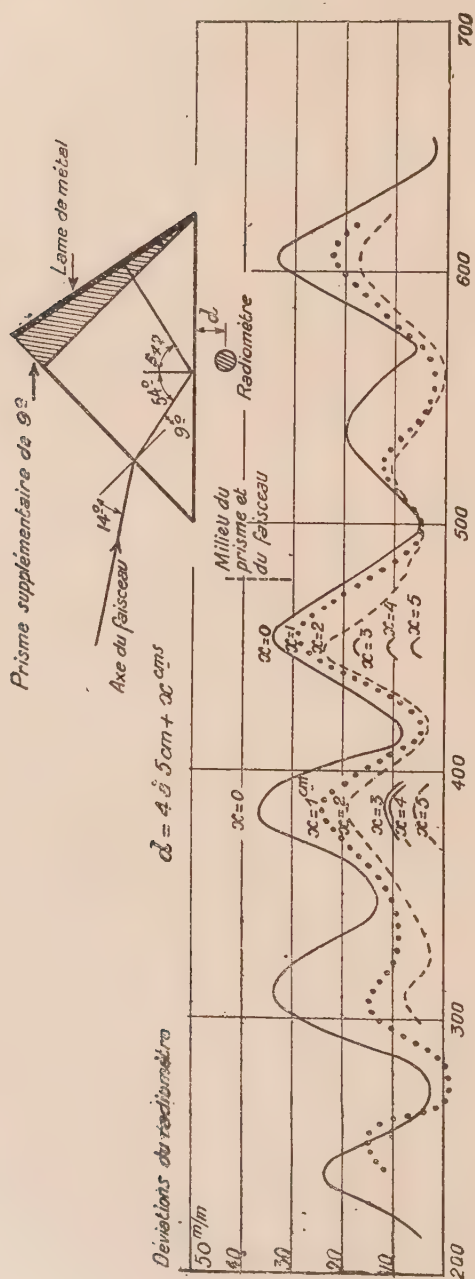


Fig. 25.

prisme un coin en paraffine d'angle au sommet b , dont une face s'applique aussi exactement que possible sur la face de sortie du prisme tandis que l'autre est couverte par la lame de métal (*fig. 25*).

Dans ces conditions la réflexion sur la face de sortie a lieu sous l'incidence normale et les phénomènes sont faciles à interpréter. Le résultat obtenu est représenté par les courbes de la figure 25 pour lesquelles $a = 14^\circ$, $b = 9^\circ$ ce qui donne $i = 54^\circ$.

On remarque immédiatement sur ces courbes que la distance entre les maxima et minima successifs est de 7,5 centimètres seulement : la vitesse de glissement des ondes évanescentes

$\frac{V}{n \sin i}$ est en effet plus faible au fur et à mesure que l'incidence augmente. La valeur de l'internœud 7,5 centimètres trouvée ici, correspond à la valeur théorique $\frac{\lambda}{2 n \sin i}$ dans laquelle on fait $\lambda = 17,6$, $n = 1,46$ et $i = 54^\circ$.

Pour obtenir la loi exponentielle de décroissance, on a comparé entre elles les déviations maxima correspondant à des positions du radiomètre (385 et 450) les plus voisines du milieu du faisceau.

Les valeurs obtenues ont été reportées sur la figure 24 (à gauche) et ont donné encore ici des points approximativement en ligne droite. Ces droites plus inclinées que les précédentes correspondent à un coefficient de l'exponentielle $k = 0,21$ plus grand que celui relatif à l'incidence de 45° . La formule :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}$$

donne pour valeur de ce coefficient 0,22, il y a donc encore ici une bonne concordance entre la théorie et l'expérience.

VITESSE DE GLISSEMENT DE L'ONDE ÉVANESCENTE.

On peut aisément, par une autre méthode, mettre en évidence ce glissement de l'onde évanescence et mesurer sa vitesse. On laisse fixes l'émetteur, le prisme et le radiomètre, et on déplace une petite lame métallique formant miroir vertical, perpendiculaire

à la face du prisme et appuyée contre celle-ci. La lame métallique qui recouvrait la face du prisme dans les expériences précédentes a naturellement été retirée.

La figure 26 représente la section du prisme, la direction du faisceau incident, le radiomètre R et deux positions du petit miroir. L'onde évanescente glisse le long de la face hypoténuse de A vers B.

Si la lame est placée en M_1 , l'onde évanescente la rencontre

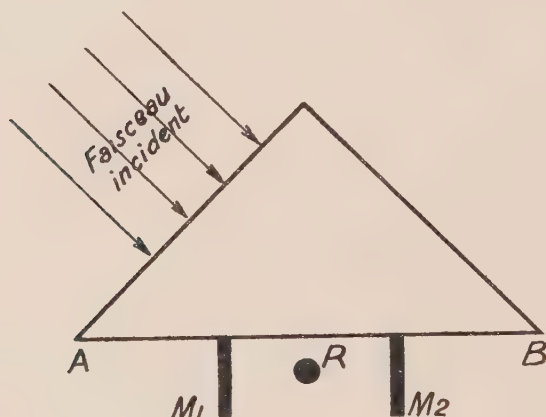


Fig. 26.

avant le radiomètre et il en résulte, ce que l'on vérifie facilement par l'expérience, que la déviation du radiomètre diminue au fur et à mesure que la lame s'approche de lui.

Au contraire, si on place la lame formant miroir au delà du radiomètre, dans la région M_2 , on arrête l'onde évanescente et on la renvoie en arrière vers le radiomètre en créant un système d'ondes stationnaires.

En déplaçant le miroir de R en B les déviations du radiomètre passent alternativement par des maxima et des minima d'amplitude qui sont d'autant moins marqués que l'on s'éloigne davantage du radiomètre et que l'angle d'incidence est plus grand.

La distance des positions du miroir correspondant à deux maxima ou minima successifs est égale à $\frac{\lambda}{2n \sin i}$. Les résultats expérimentaux confirment encore ici la théorie et montrent que l'onde

évanescence glisse de A vers B. Ainsi, pour des ondes de 18 centimètres nous avons trouvé comme distances d'internœuds pour

$i = 45^\circ$ la valeur 9 centim. tandis que le calcul donne 8,9 cms.

$i = 54^\circ$	—	8	—	—	—	7,75	—
----------------	---	---	---	---	---	------	---

$i = 57^\circ$	—	7,4	—	—	—	7,4	—
----------------	---	-----	---	---	---	-----	---

ÉTUDE DE L'ONDE ÉVANESCENTE, LE VECTEUR ÉLECTRIQUE ÉTANT DANS LE PLAN D'INCIDENCE

Pour étudier l'onde évanescence dans le cas où le vecteur électrique est dans le plan d'incidence, nous avons dû, à cause des dimensions et du poids du prisme, continuer à le poser sur sa base les arêtes étant verticales. Il était en effet pratiquement impossible de déplacer l'ensemble du prisme et de l'oscillateur devant le radiomètre pour toute autre position du prisme.

Nous avons tourné l'émetteur de la petite antenne dans le plan focal du miroir de façon à rendre le vecteur électrique horizontal, et nous avons étudié l'onde évanescence le long de la face hypoténuse du prisme.

D'après la théorie, le champ électrique n'a pas de composante verticale, mais deux composantes horizontales, l'une normale à la face (soit Z_2), l'autre parallèle à cette face (soit X_2). Elles sont déphasées l'une par rapport à l'autre de $\frac{\pi}{2}$. La composante Z_2 est toujours plus grande que X_2 et leur rapport est

$$\frac{n \sin i}{\sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}}$$

Les ondes évanescences glissent encore dans ce cas sur la face hypoténuse avec la vitesse $\frac{V}{n \sin i}$, et leur intensité décroît exponentiellement avec la distance au prisme. Le facteur exponentiel qui exprime la décroissance reste le même que dans le cas où la polarisation est normale au plan d'incidence.

Nous avons étudié expérimentalement, de la manière suivante, les conditions de propagation des ondes évanescences :

— 1°. Nous avons d'abord constaté l'absence de composante verticale du vecteur électrique. A cet effet, nous avons placé dans

le champ de cette onde un radiomètre vertical et nous avons observé qu'il reste parfaitement au zéro, alors qu'il dévie de plusieurs centimètres si nous tournons l'ensemble de la lampe et du miroir d'un quart de tour autour de l'axe de celui-ci pour rendre vertical le champ électrique de l'onde incidente.

— 2°. Nous avons vérifié la décroissance exponentielle du champ, lorsqu'on s'éloigne de la face du prisme. A cet effet, nous avons utilisé un couple thermoélectrique intercalé au milieu d'un résonateur accordé.

Les inconvénients déjà signalés de cette méthode ne sont guère gênants ici puisqu'en éloignant le prisme, les forces électriques agissant sur les divers points du circuit complexe formé par le résonateur et les fils allant au galvanomètre, décroissent toutes exponentiellement de la même façon.

La décroissance exponentielle des déviations du galvanomètre doit se représenter par la formule $D = D_0 e^{-2kz}$ puisque ces déviations sont proportionnelles au carré du champ électrique.

Expérimentalement, nous avons tracé sur du papier semi-logarithmique, comme précédemment, les courbes donnant les décroissances des déviations en fonction de la distance. Nous avons trouvé des droites inclinées nous permettant de déterminer la valeur du coefficient k . Ici encore la valeur trouvée expérimentalement est très voisine de la valeur théorique : par exemple, pour l'angle d'incidence de 47° , nous avons trouvé pour valeur du coefficient k , 0,13 si le résonateur est placé parallèlement à la face du prisme, et 0,11 s'il est placé perpendiculairement, alors que la valeur théorique est 0,12.

— 3°. Il nous a été possible de mettre en évidence le glissement de l'onde évanescence le long de la face hypoténuse du prisme en déplaçant un petit miroir métallique vertical perpendiculairement à cette face et contre celle-ci de manière à réfléchir l'onde évanescence comme nous l'avons fait dans le cas où le champ électrique était perpendiculaire au plan d'incidence. Dans ces expériences, nous avons employé, comme détecteur, un résonateur placé horizontalement et un couple thermoelectrique réuni à un galvanomètre. On peut déduire la vitesse de glissement des valeurs des inter-

nœuds observés : les valeurs ainsi trouvés concordent avec la théorie.

4° — Pour vérifier expérimentalement la polarisation elliptique du vecteur électrique de l'onde évanescence, il n'est plus possible d'employer une soudure thermoélectrique, car les fils allant au galvanomètre déforment beaucoup trop le champ. Nous avons donc fait usage du radiomètre horizontal. Nous l'avons placé sur un support fixe et avons fait tourner autour de lui l'ensemble du prisme et de l'émetteur de façon à ce que le résonateur du radiomètre soit successivement normal à la face du prisme, incliné à 45°, enfin parallèle à cette face.

Pour toutes ces positions nous avons conservé invariable la distance entre le milieu du résonateur et la face du prisme et pour chacune d'elles nous avons mesuré la déviation du radiomètre.

Les résultats que nous avons trouvés sont les suivants :

a) Angle d'incidence du faisceau avec la face hypoténuse = 45°.

Résonateur perpendiculaire à la face $D_1 = 130$ millimètres.

— parallèle — $D_2 = 10$ —

— incliné à 45° — $D_3 = 40$ —

b) Angle d'incidence du faisceau avec la face hypoténuse = 54°.

Résonateur perpendiculaire à la face $D'_1 = 16$ millimètres.

— parallèle — $D'_2 = 4$ —

— incliné à 45° — $D'_3 = 6$ —

Ces résultats sont-ils conformes à la théorie?

Si nous reprenons les expressions du champ électrique de la page 16, équations 10, et. si nous posons pour simplifier le calcul :

$$A = E_p \frac{2n \cos i \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}}{\sqrt{(n^2 - 1)(n^2 \sin^2 i - \cos^2 i)}}$$

$$B = - E_p \frac{2n^2 \cos i \sin i}{\sqrt{(n^2 - 1)(n^2 \sin^2 i - \cos^2 i)}}$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1} \quad \lambda = VT$$

Nous avons :

$$X_2 = A e^{-kz} \sin \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{n x \sin i}{\lambda} \right) + \psi \right]$$

$$Z_2 = B e^{-kz} \cos \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{n x \sin i}{\lambda} \right) + \psi \right]$$

Plaçons un résonateur horizontal devant la face hypothénuse du prisme faisant avec cette face l'angle α et cherchons la force électromotrice totale qui agit sur ce résonateur.

Soit x_0, z_0 les coordonnées du milieu de ce résonateur.

En un point situé à la distance u de celui-ci, la force électrique est :

$$f = X_2 \cos \alpha + Z_2 \sin \alpha$$

le résonateur ayant une longueur $\frac{\lambda}{2}$, la force électrique totale sera :

$$E = \int_{-\frac{\lambda}{4}}^{+\frac{\lambda}{4}} (X_2 \cos \alpha + Z_2 \sin \alpha) du = E \sin \left[\frac{2\pi t}{T} + \chi \right]$$

En remplaçant dans les expressions de X_2 et Z_2 , x par $x_0 + u \cos \alpha$ et z par $z_0 + u \sin \alpha$, il vient, en intégrant :

$$E = \frac{2 e^{-kz_0}}{\sqrt{k^2 \sin^2 \alpha + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} n^2 \sin^2 i \cos^2 \alpha}} \times \\ \sqrt{(A^2 \cos^2 \alpha + B^2 \sin^2 \alpha) \left[\text{Ch}^2 \frac{k\lambda \sin \alpha}{4} \sin^2 \frac{\pi n \sin i \cos \alpha}{2} + \right.} \\ \left. \dots \frac{\text{Sh}^2 \frac{k\lambda \sin \alpha}{4} \cos^2 \frac{\pi n \sin i \cos \alpha}{2}} \right]}$$

L'intensité du courant qui circule dans le résonateur sera proportionnelle à E , et la déviation du radiomètre à E^2 .

Examinons tout d'abord le cas où l'angle d'incidence est de 45° . Dans les conditions expérimentales où nous nous sommes placé, $n \sin i$ a une valeur très voisine de l'unité, puisque l'angle i est voisin de l'angle limite.

Si le résonateur est parallèle à la face du prisme, $\alpha = 0$ et l'on a :

$$E_1 = \frac{\lambda}{\pi} e^{-kz_0} A$$

Si au contraire le résonateur est perpendiculaire à la face du prisme, $\alpha = \frac{\pi}{2}$ et l'on a :

$$E_2 = \frac{2 e^{-kz_0}}{k} B \operatorname{Sh} \frac{k\lambda}{4}$$

De ces expressions et des valeurs des déviations du radiomètre D_1 et D_2 , indiqués plus haut, on peut calculer aisément des nombres proportionnels à A et B .

En effet, on a conservé constante la valeur de z_0 au cours de l'expérience, de plus $\lambda = 18$ centimètres et $k = 0,1$ environ pour $i = 45^\circ$.

Tous calculs faits, on trouve que A est proportionnel à 0,555 et B à 1,22.

Le rapport $\frac{B}{A} = 2,2$ est inférieur au rapport théorique $\frac{n \sin i}{\sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}}$ qui est égal à 4,15 pour $i = 44^\circ$, et 3,5 pour $i = 46^\circ$.

La concordance avec la théorie est ici très imparfaite, mais il faut observer que l'excentricité de l'ellipse diminue extrêmement vite avec l'incidence au voisinage de l'angle limite et que le faisceau envoyé par le miroir n'est pas exactement parallèle.

A partir des valeurs A et B précédentes, calculons la déviation du radiomètre correspondant à la position inclinée à 45° par rapport à la face du prisme et comparons la à la valeur expérimentale : pour faire ce calcul, il suffit de remplacer les lettres par leurs valeurs dans l'expression complète de E , on arrive ainsi à 48 millimètres, valeur qui concorde approximativement avec la déviation mesurée D_3 ($D_3 = 40$ mm.).

Étudions maintenant le cas de l'incidence de 54° .

Des déviations D'_1 et D'_2 du radiomètre placé parallèlement et perpendiculairement à la face du prisme, nous pouvons tirer des valeurs proportionnelles à A et B , en appliquant la formule qui donne l'expression de E .

Tous calculs faits, on trouve $A' = 0,21$ et $B' = 0,374$.

Le rapport $\frac{B}{A} = 1,78$ est voisin du rapport théorique

$$\frac{n \sin i}{\sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}} \text{ qui est égal à } 1,9 \text{ pour } i = 54^\circ.$$

De ces valeurs A' et B' , nous pouvons comme précédemment calculer la déviation que doit avoir le radiomètre lorsque son résonateur est incliné à 45° sur la face hypoténuse; la déviation ainsi calculée est de 5,3 millimètres en bon accord avec la déviation observée ($D_3 = 6 \text{ mm.}$).

EMPLOI D'UNE LAMPE RÉCEPTRICE ET DU TÉLÉPHONE.

Cette méthode que nous avons décrite à propos de la mesure de l'indice du prisme et qui consiste à recevoir au son des ondes modulées, permet facilement l'étude qualitative des ondes évanescentes.

L'expérience nous a montré qu'une lampe réceptrice, réunie par l'intermédiaire d'un amplificateur à un casque téléphonique ou à un haut parleur, est un analyseur, certes imparfait, mais suffisant pour montrer la polarisation de l'onde évanescente.

Ainsi avec l'émetteur et le miroir habituel, envoyons sur le prisme, placé sur sa base, un train d'ondes modulées polarisées de telle sorte que le vecteur électrique soit perpendiculaire au plan d'incidence, c'est-à-dire vertical et plaçons la lampe réceptrice dans l'onde évanescente derrière la face hypoténuse du prisme.

En tournant en tous sens cette lampe, on trouve un maximum de l'intensité de réception lorsque sa petite antenne est verticale, c'est-à-dire perpendiculaire au plan d'incidence : c'est dans cette direction, en effet, qu'est polarisé le vecteur électrique de l'onde évanescente.

Par une rotation d'un quart de tour de l'émetteur et de sa petite antenne dans le plan focal du miroir, amenons le vecteur électrique à être dans le plan d'incidence, c'est-à-dire horizontal, et recommençons l'expérience précédente : on s'aperçoit immédiatement que la réception la meilleure est obtenue en présentant la lampe

horizontalement et perpendiculairement à la face du prisme, c'est dans cette direction en effet que le champ est le plus intense.

En mettant la lampe horizontale et parallèle à la face, l'intensité de réception diminue très sensiblement, enfin en la redressant verticalement la réception est encore plus faible; dans cette position en effet, on ne devrait rien recevoir, si la lampe était un analyseur parfait.

Quelle que soit la direction du plan de polarisation, en éloignant la lampe du prisme, la réception baisse rapidement, montrant ainsi que l'onde est évanescence.

Enfin on montre aisément le glissement de l'onde le long de la face du prisme au moyen de l'artifice du miroir qu'on déplace perpendiculairement à cette face en laissant la lampe à une place fixe. L'intensité de la réception passe alors par des maxima et des minima qui correspondent aux internœuds du système stationnaire créé comme nous l'avons vu plus haut par l'interférence de l'onde directe et de l'onde réfléchie.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

Au cours de notre travail, nous avons étudié tout d'abord les appareils propres à mesurer le champ électrique d'une onde électromagnétique entretenue d'une vingtaine de centimètres de longueur, appareils ne présentant pas les inconvénients d'un résonateur et d'un couple thermoélectrique.

L'étude des appareils utilisant les forces radiométriques nous a conduit à la création d'un appareil nouveau : « le radiomètre pour ondes hertziennes ». Nous avons étudié les conditions de fonctionnement et de sensibilité de cet appareil et avons trouvé qu'il était suffisamment sensible pour notre travail.

Nous avons alors pu entreprendre l'étude de l'onde évanescence derrière la face hypoténuse d'un prisme à réflexion totale en paraffine, en utilisant comme radiations, des ondes hertziennes entretenues d'une vingtaine de centimètres de longueur.

L'étude a d'abord été faite, dans le cas où le vecteur électrique de l'onde est perpendiculaire au plan d'incidence. Nous avons utilisé dans ce cas comme appareil de mesure le radiomètre vertical. Nous avons ainsi pu mettre en évidence et mesurer la décroissance exponentielle de l'intensité de l'onde évanescence ainsi que la vitesse de glissement de cette onde le long de la face hypoténuse du prisme : la concordance est complète entre les résultats obtenus expérimentalement et ceux calculés théoriquement.

Lorsque le vecteur électrique de l'onde incidente est dans le plan de cette onde, nous avons employé comme détecteurs le radiomètre horizontal ou un thermocouple lorsqu'il a été possible de le faire. Ici encore nous avons trouvé un accord satisfaisant entre la théorie et l'expérience.

Cette étude sur la réflexion totale des ondes hertziennes nous a obligé à faire différentes mesures accessoires telle que celle de l'indice du prisme, au cours de laquelle nous avons pu mettre en

évidence les propriétés brewstériennes d'une surface de paraffine. Pour ces mesures, nous avons utilisé, comme appareil d'étude du champ, une lampe détectrice et un téléphone.

On peut facilement par cette méthode montrer qualitativement les propriétés des ondes évanescentes dans une salle de cours.

Le présent travail a été exécuté au Laboratoire national de Radioélectricité ; nous sommes heureux d'exprimer ici tous nos remerciements à son Directeur M. C. Gutton et à nos collaborateurs pour l'aide qu'ils nous ont apportée au cours de cette étude.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

PROCÉDÉS PHYSICO-CHIMIQUES D'OBTENTION DE VIDE TRÈS POUSSÉ

VU ET APPROUVÉ

Paris, le 21 Février 1933

Le Doyen de la Faculté des Sciences

CH. MAURAIN

VU ET PERMIS D'IMPRIMER

Le Recteur de l'Académie de Paris

S. CHARLÉTY

TYP. FIRMIN-DIDOT & C^{ie}
MESNIL - 1833